VISIT…

LANZAROTE
Caliente.COM

АКАДЕМИЯ НАУК СОЮЗА ССР

КЛАССИКИ НАУКИ



НИЛЬС БОР

ИЗБРАННЫЕ НАУЧНЫЕ ТРУДЫ

В ДВУХ ТОМАХ

ПОД РЕДАКЦИЕЙ

И. Е. ТАММА, В. А. ФОКА,
Б. Г. КУЗНЕЦОВА



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»
МОСКВА 1971

НИЛЬС БОР

ИЗБРАННЫЕ НАУЧНЫЕ ТРУДЫ

II

СТАТЬИ

1925 — 1961



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»

МОСКВА 1971

N : 1374

СЕРИЯ «КЛАССИКИ НАУКИ»

Серия основана академиком *С. И. Вавиловым*

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

академик *И. Г. Петровский* (председатель),
академик *А. А. Имшенецкий*, академик *Б. А. Казанский*,
академик *Б. М. Кедров*, член-корреспондент АН СССР *Б. Н. Делоне*,
профессор *И. В. Кузнецов* (зам. председателя),
профессор *Ф. А. Петровский*, профессор *Л. С. Полак*,
профессор *Н. А. Фигуровский*, профессор *И. И. Шафрановский*

Составитель *У. И. Франкфурт*

2-3-2
236 (I)—70

ОТ РЕДАКЦИИ

Во втором томе помещены работы Нильса Бора, опубликованные после 1925 г. Они охватывают в основном вопросы квантовой механики, квантовой электродинамики и теории атомного ядра. Кроме того, в том вошел ряд статей по общим вопросам современного естествознания, по истории физики и несколько очерков о выдающихся физиках — современниках Бора. В совокупности публикуемые работы в достаточно полной мере характеризуют научное творчество выдающегося датского ученого после создания квантовой механики.

Как и в первом томе, краткие комментарии имеют в основном исторический и библиографический характер (составители М. Э. Омельяновский, У. И. Франкфурт, А. М. Френк, С. И. Ларин, А. Я. Ильин).

Помещенная в конце тома библиография состоит из трех частей. Первая часть, при составлении которой учитывались все ранее публиковавшиеся библиографии, охватывает труды самого Бора. Здесь приведены данные о первичных публикациях всех его работ и об основных переизданиях; даны полные сведения о всех русских переводах книг и статей. Во второй части перечисляются доклады и сообщения Бора, никогда полностью не публиковавшиеся. В третьей части приведен список работ о Боре — человеке и ученом; эта часть не претендует на полноту.

Именной указатель относится к обоим томам.

Переводы статей, включенных во второй том, выполнены В. А. Фоком (статьи 39, 44, 55), В. А. Фоком и А. В. Лермонтовой

(статьи 38, 48, 52, 57, 72, 77, 79—83), В. Я. Френкелем (статьи 42, 43, 50, 51, 58, 59, 68, 74—76), А. М. Френком (статьи 29, 31, 33—35, 41, 46, 54, 85), А. П. Бухвостовым (статьи 47, 60—62, 71, 78) и В. М. Степановой (статьи 32, 37, 49, 63—65). Отдельные статьи переводили А. В. Баутин (статья 70), А. Н. Вяльцев (статья 56), И. М. Дремин (статья 30), А. А. Ильина (статья 45), Р. Э. Каллош (статьи 53, 73), С. А. Каменецкий (статья 36), О. А. Ольхов (статья 40), И. И. Ройзен (статьи 66, 67, 69), А. А. Сазыкин (статья 84), С. Г. Суворов (статья 87), В. А. Угаров (статья 86), Л. Я. Штрум (статья 28).

АТОМНАЯ ТЕОРИЯ И МЕХАНИКА*[1]

КЛАССИЧЕСКИЕ ТЕОРИИ

Изучение равновесия и движения тел не только представляет собой основу физики, но также доставляет обширный материал для математических исследований и оказалось чрезвычайно плодотворным для развития методов чистой математики. Связь между механикой и математикой непосредственно проявилась еще в трудах Архимеда, Галилея и Ньютона. В их трудах было завершено образование понятий, необходимых для анализа механических явлений. Со времен Ньютона развитие методов разработки механических проблем шло рука об руку с развитием математического анализа; достаточно напомнить имена Эйлера, Лапласа, Лагранжа. Дальнейшее развитие механики, базировавшееся на трудах Гамильтона, также было тесно связано с развитием математических методов — вариационного исчисления, теории инвариантов. В новейшее время эта связь отчетливо проявляется в работах Пуанкаре.

Быть может, наибольших успехов механика достигла в области астрономии, но и механическая теория тепла также дала интересные применения в течение последнего столетия. Кинетическая теория газов, основы которой были заложены Клаузиусом и Максвеллом, объясняет свойства газов главным образом как результат механического взаимодействия между атомами и молекулами, движущимися во всевозможных направлениях. Напомним прежде всего то толкование обоих начал термодинамики, которое дает эта теория. В то время как первое начало есть непосредственный результат механического закона сохранения энергии, второе начало, закон энтропии, может быть выведено согласно Больцману на основании статистических свойств большого числа механических систем. Интересно отметить по этому поводу, что статистические со-

---

* *Atomic Theory and Mechanics.* Nature, Suppl., 1925, 116, 845—852.

[1] Немецкий перевод опубликован в «Naturwissenschaften», 1926, 14, 1. — *Прим. ред.*

ображения привели к объяснению не только средних свойств атомов, но и флуктуаций, а изучение этих последних, в частности броуновского движения, неожиданно дало возможность произвести подсчет числа атомов. Неотъемлемым инструментом систематического развития статистической механики явилась математическая теория канонических систем дифференциальных уравнений, столь многим обязанная Гиббсу.

Развитие теории электромагнетизма во второй половине прошлого столетия, последовавшее за открытиями Эрстеда и Фарадея, привело к глубокому обобщению механических понятий. Хотя, например, механические модели играли существенную роль в создании электродинамики Максвелла, впоследствии удалось достичь значительных успехов благодаря тому, что, наоборот, механические представления были выведены из теории электромагнитного поля. В этой теории законы сохранения энергии и количества движения основаны на том, что энергия и количество движения считаются распределенными в пространстве, окружающем тела. В частности, таким путем может быть дано объяснение явлений излучения.

Теория электромагнитного поля непосредственно привела к открытию электромагнитных волн, которое сыграло столь важную роль в электротехнике. Далее, электромагнитная теория света, основанная Максвеллом, позволила дать глубокое обоснование волновой теории света, восходящей еще к Гюйгенсу. С помощью атомных теорий было получено общее описание излучения света и тех явлений, которые происходят при прохождении света через вещество. Для этого было сделано допущение, что атомы состоят из электрически заряженных частиц, которые могут совершать колебания около положения равновесия.

Свободные колебания частиц являются причиной испускания излучения, состав которого мы наблюдаем в атомных спектрах элементов. Кроме того, частицы могут совершать вынужденные колебания под влиянием световых волн и становятся таким образом центрами вторичных волн, которые интерферируют с первичными волнами и вызывают известные явления отражения и преломления света. Если частота колебаний падающих волн приближается к частоте одного из свободных колебаний атома, то это вызывает явление резонанса, при котором частицы приходят в состояние особенно сильных колебаний. Таким образом было получено простое объяснение явлений резонансного излучения и аномальной дисперсии для света, частота которого близка к частоте одной из спектральных линий.

Подобно кинетической теории газов истолкование оптических явлений на основе электромагнетизма не ограничивается изучением среднего действия большого числа атомов. Так, например, при рассеянии света беспорядочное расположение атомов обусловливает такое влияние отдельных атомов, которое дает возможность подсчитать их число. Дей-

ствительно, Рэлею удалось по интенсивности рассеянного голубого света неба определить число атомов в атмосфере; при этом полученные им результаты находятся в удовлетворительном согласии с подсчетом числа атомов, произведенным Перреном при изучении броуновского движения.

Рациональное математическое изложение электромагнитной теории основано на применении векторного анализа или, в более общем виде, тензорного анализа многомерных многообразий. Этот анализ, основы которого заложил Риман, дал Эйнштейну средство для формулировки теории относительности, которая вводит понятия, выходящие за пределы галилеевой кинематики, и может считаться естественным обобщением классических теорий.

ТЕОРИЯ КВАНТОВ

Несмотря на значительные успехи в приложениях механических и электродинамических идей к атомной теории, при дальнейшем развитии исследований встретились очень серьезные затруднения. Если механика и электродинамика действительно дают полное описание теплового движения и излучения, связанного с этим движением, то общие законы теплового излучения должны были бы получить непосредственное объяснение. Однако вопреки всяким ожиданиям оказалось, что вычисления, основанные на наших соображениях, не могут объяснить эмпирических законов. Планк пошел дальше. Основываясь на больцмановском выводе второго начала термодинамики, он показал, что законы теплового излучения вынуждают ввести в описание атомных процессов некоторый элемент прерывности, совершенно чуждый классическим теориям. Планк нашел, что при определении статистических свойств частиц, совершающих простые гармонические колебания около положения равновесия, должны быть приняты в расчет только такие колебательные состояния, при которых энергия равна целому кратному «кванта» $\omega\hbar$, где ω — частота колебаний частицы, а величина h — универсальная постоянная, так называемый квант действия Планка.

Однако более точная формулировка теории квантов оказывается чрезвычайно трудной, если принять во внимание, что все концепции прежних теорий основаны на таких представлениях, согласно которым должны существовать непрерывные изменения. Это затруднение особенно резко выступает в глубоких исследованиях Эйнштейна. Согласно последним, основные черты взаимодействия между светом и материей приводят к заключению, что свет распространяется не в виде волн, а в виде «световых квантов», которые сосредоточены в небольшой части пространства и содержат в себе энергию $h\nu$, где ν — частота света. Формальный характер этого утверждения очевиден, так как определение и измерение частоты основаны исключительно на представлениях волновой теории.

СОСТАВНЫЕ ЧАСТИ АТОМА

Недостаточность классических теорий отчетливо выступила благодаря развитию наших знаний о строении атомов. В прежнее время рассчитывали, что сведения об атоме могут быть постепенно расширены при помощи анализа свойств элементов, основанного на классических теориях, которые оказались столь плодотворными в различных отношениях. Эти надежды получили подтверждение незадолго до появления теории квантов, когда Зееман открыл влияние магнитного поля на спектральные линии. Как показал Лоренц, это явление соответствует во многих случаях тому самому воздействию магнитного поля на движение колеблющихся частиц, которое может быть предсказано на основании классической электродинамики. Кроме того, из этой теории были выведены такие заключения о природе колеблющихся частиц, которые находились в прекрасном согласии с экспериментальными открытиями Ленарда и Дж. Дж. Томсона в области электрических разрядов в газах. В результате всех этих исследований было установлено, что отрицательно заряженные частицы, электроны, представляют собой составные части, общие всем атомам.

Правда, так называемый аномальный эффект Зеемана, наблюдаемый для многих спектральных линий, представлял значительные затруднения для классической теории. С подобными же затруднениями встретились также при попытке объяснить при помощи электродинамических моделей те простые эмпирические закономерности спектральных частот, которые были установлены в трудах Бальмера, Ридберга и Ритца. В частности, подобного рода объяснение спектральных законов не удавалось согласовать с оценкой числа электронов в атоме, произведенной Дж. Дж. Томсоном из наблюдений рассеяния рентгеновских лучей путем непосредственного приложения классической теории.

Эти затруднения можно было временно объяснить тем, что нам недостаточно хорошо известны силы, которые связывают электроны внутри атома. Но положение значительно изменилось благодаря экспериментальным открытиям в области радиоактивности, которые дали физикам новые средства для изучения строения атомов. Изучая прохождение частиц, испускаемых радиоактивными веществами, сквозь материю, Резерфорд пришел к мысли о ядерном строении атома. Согласно этому представлению бо́льшая часть массы атома сосредоточена внутри положительно заряженного ядра, которое очень мало по сравнению с размерами всего атома. Вокруг ядра движется определенное число легких отрицательно заряженных электронов.

Таким образом, проблема строения атома получила, казалось, большое сходство с проблемами небесной механики. Но ближайшее рассмотрение этого вопроса показало вскоре, что имеет место и существенное различие

между атомом и планетной системой. Атом должен обладать устойчивостью, которая имеет черты, чуждые механической теории. Законы механики допускают возможность непрерывных изменений движения, а это противоречит тому обстоятельству, что каждый элемент имеет совершенно определенные свойства. Различие между атомом и электродинамической моделью становится очевидным, если рассмотреть структуру испускаемого излучения. В моделях такого рода, в которых, согласно классической теории, частота обращения непрерывно изменяется вместе с энергией, частота излучения должна непрерывно изменяться во время испускания. Такое излучение не имеет ничего общего с линейчатыми спектрами элементов.

КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ СТРОЕНИЯ АТОМА

Попытки найти более точную формулировку для представлений теории квантов и при этом такую формулировку, которая могла бы преодолеть указанные нами затруднения, привела к установлению следующих постулатов.

1. Атомная система обладает некоторым многообразием состояний, «стационарных состояний», которым соответствует дискретный ряд значений энергии и которым присуща специфическая устойчивость. Это выражается в том, что каждое изменение энергии атома вызвано «переходом» атома из одного стационарного состояния в другое.

2. Возможность испускания и поглощения излучения атомом обусловлена возможностью изменения энергии атома, причем частота излучения связана с разностью значений энергии в начальном и конечном состояниях с помощью такого соотношения:

$$h\nu = E_1 - E_2.$$

Эти постулаты, которые не могут быть объяснены на основе классических представлений, дают, по-видимому, достаточное основание для общего описания наблюдаемых физических и химических свойств элементов. В частности, они дали непосредственное объяснение фундаментальной черты эмпирических спектральных законов. Принцип комбинации спектральных линий — принцип Ритца — устанавливает, что частота каждой линии спектра может быть представлена в виде разности двух термов из многообразия спектральных термов, характеризующего данный элемент. Действительно, мы видим, что эти термы могут быть отождествлены со значениями энергии стационарных состояний атома, разделенными на h. Кроме того, это описание происхождения спектров дает также непосредственное объяснение существенного различия между спектрами поглощения и испускания. Согласно постулатам условие для

частоты избирательного поглощения, соответствующей комбинации двух термов, заключается в том, что атом должен находиться в состоянии с меньшей энергией, в то время как для испускания он должен находиться в стационарном состоянии с большей энергией. Короче говоря, описанная картина находится в очень хорошем согласии с результатами опыта по возбуждению спектров. Особенно ясно это доказывается открытием Франка и Герца, относящимся к столкновениям электронов с атомами. Франк и Герц нашли, что передача энергии электрона атому может происходить только в количествах, которые в точности равны разностям значений энергии стационарных состояний, вычисленным из спектральных термов. Возбуждение атома, который затем излучает, происходит вообще мгновенно. С другой стороны, возбужденный атом может, согласно Клейну и Росселанду, потерять свою излучающую способность при соударении с электроном, энергия которого увеличивается на соответствующую величину.

Как показал Эйнштейн, эти постулаты дают также достаточное основание для рациональной разработки статистических проблем, в частности для очень ясного вывода закона излучения Планка. В теории Эйнштейна допускается, что атом, который может совершить переход между двумя стационарными состояниями и находится в более высоком состоянии, обладает известной «вероятностью», зависящей только от атома, спонтанно перейти в данный промежуток времени в нижнее состояние. Кроме того, допускается, что при освещении атома извне излучением с частотой, соответствующей переходу, атом имеет вероятность, пропорциональную интенсивности излучения, перейти из нижнего состояния в верхнее. Существенной особенностью теории является также допущение, что если атом освещается таким излучением, находясь в нижнем состоянии, то он имеет, кроме своей спонтанной вероятности, еще добавочную вероятность [1] перехода в нижнее состояние.

КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

Теория теплового излучения Эйнштейна, подтверждая приведенные выше постулаты, подчеркивает в то же время формальную природу условия частот. Из условий теплового равновесия Эйнштейн выводит заключение, что всякий процесс поглощения и излучения сопровождается передачей количества движения $h\nu/c$, где c — скорость света, как и следовало ожидать на основании представления о световых квантах. Значение этого вывода было подчеркнуто интересным открытием Комп-

[1] Эта последняя вероятность, называемая вероятностью индуцированного перехода, пропорциональна интенсивности излучения. — *Прим. ред.*

тона, который нашел, что рассеяние монохроматических рентгеновских лучей сопровождается изменением длины волны рассеянного излучения, причем это изменение зависит от направления, в котором наблюдаются рассеянные лучи. Такое изменение частоты непосредственно следует из теории световых квантов, если при расчете отклонения кванта принять во внимание законы сохранения энергии и количества движения.

Противоречие между волновой теорией света, применяемой для объяснения оптических явлений, и теорией световых квантов, которая хорошо объясняет многие особенности взаимодействия света с веществом, все увеличивалось и привело к мысли, что недостаточность классической теории может даже отразиться на справедливости законов сохранения энергии и количества движения. Эти законы, которые занимают центральное положение в классической теории, могли бы иметь лишь статистический смысл при описании атомных процессов. Однако такое допущение не дает удовлетворительного разрешения дилеммы, как показывают опыты по рассеянию рентгеновских лучей, произведенные недавно с помощью изящных методов, позволяющих непосредственно наблюдать индивидуальные процессы. Гейгеру и Боте удалось показать, что электроны отдачи, сопровождающие рассеянное излучение, и фотоэлектроны, появляющиеся при поглощении его, попарно соответствуют друг другу, как и следует ожидать на основании теории световых квантов. Комптон и Саймон доказали в экспериментах с камерой Вильсона, что существует не только попарное соответствие электронов, но и требуемая теорией световых квантов зависимость между направлением, в котором наблюдается рассеянное излучение, и направлением скорости электронов отдачи, сопровождающих это рассеяние.

Из этих результатов следует, по-видимому, что в общей проблеме квантовой теории приходится иметь дело не только с видоизменением механических и электродинамических теорий, которое может быть выражено при помощи обычных физических представлений, но и с существенным недостатком пространственно-временны́х образов, на которых было основано до сих пор описание явлений природы. Этот недостаток выявляется при ближайшем рассмотрении соударений. Именно для соударений, продолжительность которых мала по сравнению с естественными периодами атома и для которых можно было бы ожидать очень простых результатов на основании обычных механических представлений, оказывается, что постулат стационарных состояний, по-видимому, несовместим с пространственно-временны́м описанием столкновения, основанным на современном учении о строении атомов [1].

[1] Более подробное обсуждение этих вопросов имеется в статье автора (см., в особенности, приложение): Zs. f. Phys., 1925, **34**, 142 (статья 27 тома I. — *Ред.*).

ПРИНЦИП СООТВЕТСТВИЯ

Тем не менее оказалось возможным построить такие механические образы стационарных состояний, которые основаны на ядерной модели атома и которые сыграли существенную роль в объяснении специфических свойств элементов. В простейшем случае атома с одним электроном, каковым является нейтральный атом водорода, орбита электрона представляет собой согласно классической механике замкнутый эллипс, подчиняющийся законам Кеплера. Согласно этим законам большая ось и частота обращения связаны простой зависимостью с работой, которую нужно затратить для полного разделения образующих атом частиц. Если считать, что спектральные термы атома водорода характеризуют эту работу, то спектр дает нам указание на существование ряда последовательных процессов, во время которых электрон связывается атомом все сильнее, переходя на орбиты все меньших размеров и испуская при этом излучение. Когда электрон связан сильнее всего и поэтому атом не может излучать, то достигнуто нормальное состояние атома. Размеры орбиты, вычисленные по спектральным термам, имеют величину того же порядка, что и размеры атомов, полученные на основании механических свойств элементов. Но согласно самому характеру постулатов такие механические характеристики, как частота обращения и форма электронных орбит, не могут сравниваться с результатами опытов. Символический характер этих образов лучше всего виден из того обстоятельства, что атом в нормальном состоянии вовсе не излучает, хотя согласно механическим представлениям электрон продолжает двигаться.

Несмотря на это, изображение стационарных состояний при помощи механических представлений привело к далеко идущей аналогии между квантовой теорией и классической механикой. Эта аналогия была проведена при определении тех начальных состояний описанного выше процесса связывания, в которых движения, соответствующие соседним стационарным состояниям, сравнительно мало отличаются друг от друга. Здесь оказалось возможным отметить асимптотическое соответствие между спектром и движением. На основании этого соответствия выводится количественное соотношение, в котором постоянная, фигурирующая в формуле Бальмера для спектра атома водорода, выражена через постоянную Планка и значения массы и заряда электрона. Важная роль этой формулы видна из того, что на основании теории удалось предсказать зависимость между спектром и зарядом ядра. Последний результат можно рассматривать как первый шаг к выполнению программы, которая намечена учением о ядерной модели атома и ставит себе целью выразить взаимодействие между свойствами элементов только с помощью одного целого числа, обозначающего число единичных положительных зарядов ядра, так называемого атомного номера.

Доказательство асимптотического соответствия между спектром и движением привело к формулировке «принципа соответствия», согласно которому возможность всякого процесса перехода, связанного с излучением, обусловлена существованием соответствующих гармонических компонент в движении атома. Частоты соответствующих гармонических компонент асимптотически совпадают со значениями, полученными из условия частот, в предельном случае, когда значения энергии стационарных состояний сближаются. Но, кроме того, и амплитуды механических компонент колебания дают в пределе асимптотическую меру для вероятностей процесса перехода, а от этих вероятностей зависят интенсивности наблюдаемых спектральных линий. Принцип соответствия выражает тенденцию использовать при систематическом развитии теории квантов каждую черту классической теории. Но целесообразная интерпретация такого рода производится с учетом существенного различия между постулатами обеих теорий.

ПРАВИЛА КВАНТОВАНИЯ

Значительный шаг вперед был сделан тогда, когда оказалось возможным сформулировать некоторые общие законы, так называемые правила «квантования», при помощи которых можно из непрерывного многообразия механических движений отобрать движения, присущие стационарным состояниям. Эти правила относятся к атомным системам, для которых решения механических уравнений однократно или многократно периодичны. В этих случаях движение каждой частицы может быть представлено как сумма дискретных гармонических колебаний. Правила квантования можно рассматривать как рациональное обобщение первоначальных заключений Планка относительно возможных значений энергии гармонического осциллятора. Согласно этим правилам, известные составляющие действия, характеризующие решения механических уравнений движения, приравниваются целым кратным постоянной Планка. Благодаря правилам квантования разработана классификация стационарных состояний, в которой каждому состоянию соответствует несколько целых чисел, «квантовых чисел»; количество последних равно степени периодичности механического движения.

В формулировке правил квантования существенную роль сыграло современное развитие математических методов в приложении к механическим проблемам. Достаточно напомнить теорию фазовых интегралов, использованную в особенности Зоммерфельдом, или свойство адиабатической инвариантности этих интегралов, указанное Эренфестом. Теория получила очень изящную форму благодаря введению униформированных переменных Штекеля. При такой формулировке основные частоты, ха-

рактеризующие периодичность механического решения, представляются в виде частных производных от энергии по тем составляющим действия, которые подвергаются квантованию. Отсюда получается обоснование для асимптотического соответствия между движением и спектром, который вычислен из условия частот.

С помощью правил квантования было получено объяснение различных особенностей спектров. Особенно интересно было полученное Зоммерфельдом доказательство того, что тонкая структура спектральных линий водорода объясняется небольшими отклонениями от кеплеровского движения, которые зависят от видоизменения ньютоновой механики, внесенного теорией относительности. Кроме того, напомним объяснение, данное Эпштейном и Шварцшильдом для открытого Штарком расщепления спектральных линий под влиянием внешнего электрического поля. Мы имеем здесь дело с механической проблемой, разработка которой значительно продвинулась в руках таких математиков, как Эйлер и Лагранж, после которых Якоби нашел свое знаменитое изящное решение с помощью уравнения в частных производных Гамильтона. Особенно после применения принципа соответствия, — с помощью которого была объяснена не только поляризация компонент штарковского расщепления, но и, как показал Крамерс, распределение интенсивностей по отдельным компонентам, — мы можем сказать, что в этом явлении возможно различить каждую черту решения Якоби, хотя и под покровом квантовой теории. В связи с этим интересно упомянуть, что при помощи принципа соответствия можно исследовать влияние магнитного поля на атом водорода таким образом, что этот метод оказывается очень сходным с теорией эффекта Зеемана, предложенной Лоренцом на основании классической электродинамики, особенно в форме, данной Лармором.

УСТОЙЧИВОСТЬ АТОМНОЙ СТРУКТУРЫ

Упомянутые нами проблемы представляют непосредственное применение правил квантования. Но в задаче о строении атомов с несколькими электронами мы встречаемся с таким случаем, когда общее решение механической проблемы не обладает периодическими свойствами, которые представляются необходимыми для механического изображения стационарных состояний. Однако естественно напрашивается мысль, что это дальнейшее ограничение применимости механических образов к изучению свойств атомов с несколькими электронами, по сравнению с атомами, содержащими по одному электрону, непосредственно связано с постулатом об устойчивости стационарных состояний. Действительно, взаимодействие электронов в атоме представляет задачу, аналогичную задаче о столкновении между атомом и свободным электроном. Подобно тому,

как нельзя дать никакого механического объяснения устойчивости атома при таком столкновении, также приходится допустить при всяком описании стационарных состояний атома, что при взаимодействии электронов доля участия каждого из них вносится совершенно немеханическим путем.

Эта точка зрения находится в согласии со спектроскопическими данными. Одним из важнейших данных этого рода является тот установленный Ридбергом факт, что в эмпирические формулы для сериальных спектров всех элементов входит такая же постоянная, как в формуле Бальмера, несмотря на более сложное строение спектра различных элементов по сравнению со спектром водорода. Это открытие получает простое объяснение, если видеть в сериальных спектрах отражение процесса присоединения электрона к атому, причем электрон связывается шаг за шагом все сильнее, и испускания излучения. Характер связи других электронов остается в это время неизменным, а постепенное усиление связи данного электрона происходит на орбитах, которые сначала велики по сравнению с обычными размерами атома, а затем становятся все меньше и меньше, пока не будет достигнуто нормальное состояние атома. В том случае, когда атом обладает одним положительным зарядом перед захватом электрона, притяжение электрона остальной частью атома имеет с этой точки зрения большое сходство с взаимным притяжением частей водородного атома. Отсюда понятно, почему спектральные термы, представляющие связывание электронов, обнаруживают асимптотическое совпадение с термами спектра атома водорода. Таким же путем можно получить непосредственное объяснение той общей зависимости сериальных спектров от состояния ионизации атома, которая была установлена замечательными работами Фаулера и Пашена.

Характерные указания на тот способ, каким связаны электроны в атоме, дает изучение рентгеновских спектров. С одной стороны, сделанное Мозли фундаментальное открытие поразительного сходства между рентгеновским спектром элемента и спектром, соответствующим связыванию единственного электрона ядром, может быть легко объяснено, если принять во внимание, что внутри атома влияние ядра на природу связи каждого отдельного электрона значительно превосходит взаимное влияние электронов. С другой стороны, рентгеновские спектры обнаруживают характерное отличие от сериальных спектров. Это отличие объясняется тем обстоятельством, что в рентгеновском спектре мы не встречаемся со связыванием нового присоединяющегося электрона, а с перестройкой остающихся электронов после удаления одного из электронов, который раньше был связан. Благодаря этому обстоятельству, которое особенно отмечалось Косселем, удалось пролить свет на новые важные стороны вопроса об устойчивости атомной структуры.

АНАЛИЗ СПЕКТРОВ

Для объяснения детального строения спектров необходимо, конечно, подробно изучить взаимодействие между электронами внутри атома. При разработке этой проблемы приходится отступить от строгого применения механики. Каждому электрону приписывается движение с такого рода периодическими свойствами, чтобы возможно было произвести классификацию спектральных термов при помощи квантовых чисел. В работах Зоммерфельда значительное число спектральных закономерностей получило таким путем простое истолкование. Кроме того, эти соображения открыли широкое поле для применения принципа соответствия. Действительно, с их помощью удалось объяснить некоторые ограничения среди возможных комбинаций спектральных термов, так называемые правила отбора.

На этом пути в последнее время удалось на основании данных о сериальных спектрах, а также о рентгеновских спектрах вывести заключения о группировании электронов в нормальном состоянии атома. Это группирование дает объяснение основным особенностям периодической системы элементов в согласии с идеями, о химической активности атомов, разработанными Дж. Дж. Томсоном, Косселем и Льюисом. Успехи в этой области тесно связаны в последнее время с накоплением новых спектроскопических данных. Немалую роль сыграли исследования Лаймана и Милликена, благодаря которым был переброшен мост через пропасть между оптическими спектрами и областью рентгеновских лучей. В последней области достигнуты большие успехи благодаря трудам Зигбана и его сотрудников. Необходимо также упомянуть работу Костера о рентгеновских спектрах тяжелых элементов, которая в значительной мере способствовала разъяснению основных черт периодической системы.

Однако изучение тонких деталей спектров обнаружило такие особенности, которые не удалось объяснить при помощи механических представлений на основании теории периодических систем. Сюда относится, например, мультиплетная структура спектральных линий и влияние на нее магнитного поля. Явление это, известное под названием аномального эффекта Зеемана, представляет, как мы уже упоминали, серьезные затруднения для классической теории. Правда, она укладывается в схему основных постулатов теории квантов. Как показал Ланде, частоты компонент, на которые расщепляется каждая спектральная линия под влиянием поля, могут быть представлены в виде комбинации термов, подобно основным линиям. Совокупность этих магнитных термов может быть получена, если заменить каждый основной спектральный терм несколькими величинами, которые мало отличаются от него, причем разности зависят от интенсивности поля. Действительно, прекрасные опыты Штерна и Герлаха установили непосредственную связь между силой,

действующей на атом в неоднородном магнитном поле, и значениями энергии стационарных состояний в поле, вычисленными на основании магнитных термов. Эти опыты можно считать одним из непосредственных доказательств основных положений теории квантов.

Однако анализ, произведенный Ланде, обнаружил странное различие между взаимодействием электронов в атоме и связью механических систем. Действительно, приходится допустить, что взаимодействие электронов в атоме связано с «некоторым натяжением», которое не поддается механическому описанию и не представляет однозначного соответствия с квантовыми числами на основании механических представлений [1]. В обсуждении этой проблемы существенную роль сыграло установленное Эренфестом общее условие термодинамического равновесия. В применении к теории квантов это условие указывает, что статистический «вес», присущий стационарному состоянию, не изменяется при непрерывном преобразовании атомной системы. Недавно было установлено, что это же условие приводит, даже для атомов с одним только электроном, к таким затруднениям, которые указывают на необходимость ограничить пределы применимости теории периодических систем. Действительно, задача о движении точечных зарядов допускает некоторые сингулярные решения, которые должны быть исключены из совокупности стационарных состояний. Это исключение искусственно ограничивает правила квантования, но не находится в очевидном противоречии с опытными данными. Особенно серьезные затруднения выплыли на свет благодаря интересному исследованию проблемы водородного атома в пересекающихся электрическом и магнитном полях, выполненному Клейном [2] и Ленцом [3]. В этом случае оказалось невозможным удовлетворить условию Эренфеста, так как соответствующее видоизменение внешних сил может постепенно преобразовать орбиты, описывающие стационарные состояния и не подлежащие исключению из таких состояний, в такого рода орбиты, двигаясь по которым электрон падает на ядро.

Несмотря на эти затруднения, анализ тонких деталей спектра значительно продвинул вперед квантовое истолкование законов о взаимоотношении между элементами. В работах Довийе [4], Мэйн-Смита [5] и Стонера [6] разработаны на основании различных опытных данных представ-

---

[1] Ср. статью автора (Ann. d. Phys., 1923, **71**, 228), которая содержит обзор результатов, относящихся к объяснению спектральных данных на основании механических представлений о стационарных состояниях. В этой статье имеются подробные ссылки на литературу; поэтому мы ограничиваемся здесь ссылками на работы, которые появились в последующее время.

[2] O. Klein. Zs. f. Phys., 1924, **22**, 109.

[3] W. Lenz. Zs. f. Phys., 1924, **24**, 197.

[4] A. Dauvillier. Compt. Rend., 1924, **177**, 476.

[5] J. D. Main Smith. J. Chem. Ind., 1925, **44**, 944.

[6] E. C. Stoner. Phil. Mag., 1924, 48, 719.

ления теории квантов о группировании электронов в атомах. Несмотря на формальный характер этих соображений, они обнаруживают тесную связь со спектральными закономерностями, раскрытыми в исследованиях Ланде. В этом направлении были в последнее время достигнуты значительные успехи, в особенности Паули[1]. Несмотря на то, что эти результаты представляют собой значительный шаг вперед на пути к выполнению намеченной выше программы (объяснение свойств элементов исключительно на основании атомного номера), они не дают все же однозначного соответствия с механическими представлениями.

ТЕОРИЯ КВАНТОВ И ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ

Новая эпоха в развитии теории квантов началась в последнее время благодаря более глубокому изучению оптических явлений. Вначале, как мы уже упомянули, классическая теория достигла значительных успехов в этой области, в то время как постулаты не давали ключа для прямого решения. Правда, на основании опытов можно было заключить, что освещенный атом производит рассеяние света, аналогичное по существу с тем рассеянием, которое согласно классической теории производится упруго связанными электрическими частицами. Частоты собственных колебаний этих частиц равны частотам, соответствующим переходам, которые атом может совершать под влиянием внешнего излучения. Действительно, согласно классической теории такие гармонические осцилляторы испускали бы под влиянием возбуждения излучение такого же свойства, как и атом, перешедший в более высокое стационарное состояние.

Возможность единого описания оптических явлений с этим представлением об осцилляторах, связанных с процессами перехода, была приближена к осуществлению благодаря идее Слетера[2], согласно которой испускание излучения возбужденным атомом можно рассматривать как «причину» спонтанных переходов по аналогии с тем, как вызываются переходы падающим извне излучением. Ладенбург сделал первый важный шаг на пути количественного описания явления дисперсии, высказав допущение, что существует определенное соотношение между рассеивающей способностью осцилляторов и вероятностью соответствующих переходов в теории Эйнштейна. Но решительный успех в этом направле-

[1] W. Pauli, jr. Zs. f. Phys., 1925, **76**, 31; ср. также: H. Russell and F. A. Saunders. Astrophys. Journ., 1925, **61**, 38; S. Goudsmit. Zs. f. Phys., 1925, **32**, 794; W. Heisenberg. Zs. f. Phys., 1925, **32**, 841; F. Hund. Zs. f. Phys., 1925, **33**, 345; 1925, **34**, 296.

[2] J. C. Slater. Nature, 1924, **113**, 37; см. также: N. Bohr, H. A. Kramers and J. C. Slater. Phil. Mag., 1925, **47**, 785 (статья 25, т. I. — *Прим. ред.*).

нии был достигнут Крамерсом[1]. Последний дал в согласии с принципом соответствия талантливую интерпретацию тех явлений, которые согласно классической теории имеют место в электродинамической системе, облучаемой световыми волнами. Характерно в этой интерпретации следующее: подобно тому как частоты излучения вычисляются, с одной стороны, по классической теории, с другой стороны, по теории квантов, так и в данном случае производные классической теории заменяются отношениями конечных разностей. В окончательные формулы входят только величины, доступные непосредственному наблюдению. В теории Крамерса рассеяние, производимое атомом в определенном стационарном состоянии, количественно зависит от частот, соответствующих процессам перехода в другие стационарные состояния, а также от вероятностей появления таких переходов под влиянием освещения.

Существенная особенность теории состоит в том, что при вычислении аномальной дисперсии вблизи спектральной линии принимаются во внимание два различных вида явлений резонанса, зависящих от того, соответствует ли спектральная линия переходу атома в состояние с большей или меньшей энергией. Прежде при вычислении дисперсии на основании классической теории принимались во внимание лишь явления резонанса, соответствующие первому переходу[2]. Интересно отметить, что при дальнейшем развитии теории Крамерсом и Гейзенбергом[3] дано естественное количественное объяснение дополнительных явлений рассеяния с изменением частоты, существование которых было предсказано Смекалом[4] на основании теории световых квантов[5]. Это указывает на плодотворность последней теории.

Описание оптических явлений находилось в полном соответствии с основными представлениями теории квантов. Но вскоре оказалось, что она находится в странном противоречии с механическими понятиями, которые применялись раньше для анализа стационарных состояний. Прежде всего оказалось невозможным исходя из рассеивающей способности облучаемых атомов, требуемой теорией дисперсии, установить

[1] H. A. Kramers. Nature, 1924, **113**, 673; **114**, 310.

[2] Теория Крамерса отличается от теории Ладенбурга тем, что Крамерс, следуя Эйнштейну, вводит вероятности не только «положительного», но и «отрицательного» поглощения, т. е. испускания света атомом под влиянием внешнего излучения, причем атом переходит в состояние с меньшей энергией. — *Прим. перев.*

[3] H. A. Kramers und W. Heisenberg. Zs. f. Phys., 1925, **31**, 681.

[4] A. Smekal. Naturwiss., 1923, **11**, 873.

[5] Исходя из постулатов об энергии и количестве движения кванта Смекал приходит к заключению, что атом при рассеянии света испускает кванты не только с частотой, равной частоте падающего света, но и с большей или с меньшей частотой, в зависимости от перехода в другое стационарное состояние. См. также другую статью Смекала по этому вопросу: Zs. f. Phys., 1925, **32**, 241. — *Прим. перев.*

асимптотическое соответствие между реакцией атома на переменное поле со все уменьшающейся частотой и реакцией атома на постоянное поле, вычисленной на основании правил квантования из теории периодических систем. Эти трудности еще больше подчеркивают те сомнения относительно теории, которые вызываются, как мы уже упоминали, проблемой атома водорода в скрещенных электрическом и магнитном полях. Кроме того, неудовлетворительной стороной теории периодических систем нужно считать то, что она является, по-видимому, бесполезной для решения проблемы о количественном определении вероятностей перехода, если применять механические представления о стационарных состояниях. Этот недостаток стал еще заметнее после того, как в некоторых случаях удалось получить количественную формулировку важнейших положений принципа соответствия относительно этих вероятностей перехода, пользуясь анализом оптических свойств электродинамических моделей [1]. Эти результаты находятся в прекрасном соответствии с измерениями относительной интенсивности спектральных линий, произведенными в Утрехте, но их можно лишь весьма искусственным путем включить в схемы, определяемые правилами квантования.

ПОПЫТКА СОЗДАНИЯ РАЦИОНАЛЬНОЙ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ

Недавно Гейзенберг [2], обратив особое внимание на эти трудности, сделал, по-видимому, очень значительный шаг вперед на пути к новой формулировке проблем квантовой теории. Можно надеяться, что эта формулировка поможет преодолеть затруднения, связанные с применением механических представлений. В теории Гейзенберга делается попытка выразить механические понятия и все их применения таким образом, чтобы они соответствовали природе теории квантов и, кроме того, чтобы на каждой стадии вычислений входили только величины, доступные непосредственному наблюдению. В противоположность обычной механике новая механика не имеет дела с описанием движения атомных частиц в пространстве и времени [1]. Она оперирует совокупностями величин, которые заменяют компоненты гармонического колебательного движения и символизируют вероятности переходов между стационарными состоя-

[1] H. C. Burger, H. B. Dorgelo. Zs. f. Phys., 1924, 23, 258, L. S. Ornstein, H. C. Burger. Zs. f. Phys., 1924, 24, 41; 28, 135; 29, 241; W. Heisenberg. Zs. f. Phys., 1925, 31, 617; S. Goudsmit, R. L. Kronig. Naturwiss., 1925, 13, 90; H. Hönl. Zs. f. Phys., 1925, 31, 340; R. L. Kronig. Zs. f. Phys., 1925, 31, 885; 261; A. Sommerfeld, H. Hönl. Berl. Ber., 1925, 141; H. N. Russel. Nature, 1925, 115, 835.

[2] W. Heisenberg. Zs. f. Phys., 1925, 33, 879.

ниями в согласии с принципом соответствия. Эти величины удовлетворяют известным соотношениям, которые заменяют собой механические уравнения движения и правила квантования.

Такого рода метод приводит к замкнутой теории, имеющей достаточную аналогию с классической механикой. Это видно из того, что, как показали Борн и Иордан, в квантовой механике Гейзенберга имеет место теорема сохранения, аналогичная закону сохранения энергии в классической механике. Теория построена таким образом, что находится в автоматическом согласии с постулатами квантовой теории. В частности, условие частот выполняется благодаря тому, что значения энергии и частоты выведены из квантовых механических уравнений движения. Хотя основные уравнения, заменяющие правила квантования, включают в себя постоянную Планка, квантовые числа не входят в них явным образом. Классификация стационарных состояний основана исключительно на рассмотрении вероятностей перехода, которые обусловливают последовательное образование совокупности этих состояний одного за другим. Короче говоря, весь аппарат квантовой механики можно рассматривать как точную формулировку тенденций, заключенных в принципе соответствия. Нужно добавить, что теория удовлетворяет требованиям теории дисперсии Крамерса.

Ввиду больших затруднений математического характера пока еще не удалось применить теорию Гейзенберга к проблеме строения атома. Но даже из нашего краткого изложения можно заключить, что в новой теории сохраняют свое значение те результаты, которые были раньше выведены на основании механических представлений при помощи принципа соответствия, как, например, выражение для постоянной Ридберга [1]. Кроме того, чрезвычайно интересно отметить, что даже в тех простых случаях, которые были пока рассмотрены на основании теории Гейзенберга, новая теория приводит к количественному расчету вероятностей перехода и значений энергии стационарных состояний, который систематически отличается от расчета, произведенного при помощи правил квантования старой теории. Поэтому можно надеяться, что теория Гейзенберга окажется полезной в преодолении сложных затруднений, которые возникают при изучении тонких деталей спектров.

Выше мы упоминали о тех глубоких затруднениях, которые связаны с представлениями о взаимодействиях между атомами как посредством излучения, так и при столкновениях. Эти затруднения требуют, по-видимому, такого же отказа от механических моделей в пространстве и времени, какой характерен для новой квантовой механики. Но существующая теперь формулировка этой механики не рассматривает еще попарно связанных процессов перехода, совершающихся при таком взаимодей-

[1] Ср. H. A. Kramers. Physica, Dec. 1925.

ствии. В новой теории встречаются только те величины, которые зависят от существования стационарных состояний и вероятностей перехода между ними, и совершенно не рассматривается время, в течение которого происходят эти переходы. Это ограничение, которое характерно для трактовки вопроса о строении атомов на основании квантовой теории, позволяет обнаружить только некоторые стороны аналогии между теорией квантов и классическими теориями. Такого рода аналогии относятся главным образом к свойствам атомов при излучении, и здесь теория Гейзенберга может оказать реальную помощь. Она, например, дает возможность установить для процессов рассеяния существование электронов, связанных в атоме, при помощи метода, аналогичного методам классической теории [1], которые привели Дж. Дж. Томсона, как мы уже упоминали, к вычислению числа электронов в атоме по рассеянию рентгеновских лучей.

Однако применение законов сохранения к взаимодействию между атомами обнаруживает совершенно другие стороны соответствия между теорией квантов и классической теорией. Последние очень важны для общей формулировки теории квантов, и обсуждение их неизбежно при более подробном исследовании взаимодействия между атомами и быстро движущимися частицами. Именно в этой области классические теории оказались существенно важными для познания строения атомов.

Для математиков представит интерес то обстоятельство, что математические методы, созданные высшей алгеброй, играют существенную роль в формулировке новой квантовой механики. Так, например, общее доказательство теорем сохранения в теории Гейзенберга, данное Борном и Иорданом, основано на применении теории матриц, которая восходит еще ко времени Коши и была особенно развита Эрмитом. Можно надеяться, что началась новая эпоха взаимной стимуляции математики и механики. Физики будут, вероятно, прежде всего сожалеть о том, что в проблемах атомистики мы встречаемся, по-видимому, с ограничением наших обычных способов описания. Но это сожаление, надо думать, уступит место благодарности за то, что математика даже в этой области предоставляет нам инструмент для дальнейшего прогресса.

---

[1] Д-р Паули любезно сообщил мне, что ему удалось количественно вывести из новой теории формулу Бальмера для водородного спектра, а также вычислить влияние электрического и магнитного полей на спектр. Этот результат имеет большое значение, так как анализ Паули показал, что новая теория при объяснении спектров свободна от прежнего затруднения, которое состояло в необходимости исключать стационарные состояния, соответствующие особым решениям уравнений движения электронов. — *Примечание авт. при корректуре.*

ВРАЩАЮЩИЙСЯ ЭЛЕКТРОН И СТРУКТУРА СПЕКТРОВ*

У меня была возможность прочитать это интересное письмо Гаудсмита и Уленбека. Я рад добавить несколько слов, которые можно считать дополнением к моей статье об отношении атомной теории к механике, опубликованной в приложении к «Nature» от 5 декабря 1925 г. Как указано в статье, попытки объяснения свойств элементов путем приложения квантовой теории к ядерной модели атома, встретили серьезные трудности при интерпретации тонкой структуры спектров и смежных вопросов. В статье была высказана мысль, что эти затруднения существенно связаны с ограниченной возможностью представить стационарные состояния атома с помощью механической модели. Однако положение, очевидно, несколько изменилось после того, как была выдвинута гипотеза вращающегося электрона, ибо она, несмотря на неполноту выводов, которые можно извлечь из моделей, обещает дать очень плодотворное дополнение к нашим представлениям о строении атома. Действительно, Гаудсмит и Уленбек пишут, что их гипотеза проливает новый свет на многие трудности, ставившие в тупик на протяжении последних лет исследователей в этой области. В самом деле, она открывает обнадеживающие перспективы возможно более глубокого объяснения свойств элементов посредством механических моделей, которые, по крайней мере качественно, позволяют применять принцип соответствия. Эту возможность следует тем более приветствовать в настоящее время, когда вырисовывается перспектива количественного подхода к проблемам атома с помощью новой квантовой механики, вызванной к жизни работой Гейзенберга, стремящегося к точной формулировке соответствия между классической механикой и квантовой теорией.

* *Spinning Electrons and the Structure of Spectra.* Nature, 1926, **117**, 265.

30

СЭР ЭРНЕСТ РЕЗЕРФОРД*

Принимая любезное предложение главного редактора журнала написать несколько слов о значении работ человека, являющегося в настоящее время директором Кавендишской лаборатории, я считаю, что читателей «Nature» не следует утруждать подробным перечислением его достижений. Однако, поскольку я являюсь одним из тех, кому выпало счастье находиться в тесном личном и научном контакте с Эрнестом Резерфордом, я с большим удовольствием попытаюсь описать вкратце то, каким представляем его себе мы, те, кто с гордостью считает себя его учениками.

С Резерфордом я познакомился в то время, когда он после многих лет весьма тесного и плодотворного сотрудничества с Дж. Дж. Томсоном в стенах Кавендишской лаборатории покинул Кембридж и — после пребывания в Мак-Гилле[1], где работа по радиоактивным веществам определила его дальнейшую судьбу — основал в Манчестере школу по исследованию радиоактивности. Этот центр притягивал к себе молодых ученых из всех стран мира. Весной 1912 г., во время моего первого визита в Манчестер, вся лаборатория была взволнована одним из самых крупных открытий, которое в полной мере являлось плодом стараний Резерфорда. Сам Резерфорд и его ученики были всецело поглощены выяснением следствий, вытекавших из его нового взгляда на ядерное строение атома. Представление о том, насколько сильно мы верили в его суждения, будет неполным, если только сказать, что никто в его лаборатории не допускал и тени сомнения в правильности и фундаментальной важности этой точки зрения, хотя в то время она и очень оспаривалась. Я помню, как вскоре после моего прибытия в Манчестер Хевеши рассказал мне историю, которая была известна всем в лаборатории, о том, как Резерфорд незадолго до этого открытия в разговоре с Мозли высказал мнение, что в результате всех напряженных исследований предшествовавших лет,

* *Sir Ernest Rutherford.* Nature, Suppl., 1926, 118, 51.

[1] Имеется в виду Мак-Гиллский университет в Монреале (Канада). — *Прим. ред.*

в которых ему неустанно помогал Гейгер, можно было бы прийти к достаточно ясному пониманию поведения α-лучей, если бы не отражение небольшой доли этих лучей от поверхности вещества, подвергаемого бомбардировке α-лучами. Этот эффект, хотя и казавшийся, судя по всему, несущественным, волновал Резерфорда, так как он чувствовал, что его трудно согласовать с основными идеями о строении атома, которые были тогда приняты физиками. Действительно, уже не первый и, заметим, не последний раз критический подход и мощь интуиции Резерфорда приводили к революции в науке, заставляя его отдавать всю свою неисчерпаемую энергию изучению явления, важность которого, возможно, ускользнула бы от других исследователей (настолько малым и недостоверным казался эффект). Эта уверенность в своих суждениях, а также наше восхищение его яркой личностью, составляли основу того вдохновения, которое чувствовал каждый в его лаборатории, и заставляли нас прилагать все усилия для того, чтобы заслужить тот сердечный и неослабевающий интерес, который он проявлял к работе каждого из нас. И как бы ни был скромен полученный результат, одно одобрительное слово, сказанное им, было величайшей поддержкой, о которой каждый мог только мечтать.

Когда разразилась война, небольшая группа людей, работавших в лаборатории, распалась. Однако поскольку я читал тогда лекции в Манчестере, я имел возможность в последовавшие за этим годы наблюдать непоколебимый дух и неиссякаемую жизнерадостность Резерфорда даже в наиболее тяжелые времена. Хотя изучение прикладных физических проблем, возникавших в связи с потребностями обороны его родины, отнимало практически все его время и энергию в те годы, он сумел еще до окончания войны выделить время для подготовки и полного завершения работы над, возможно, одним из самых больших его научных достижений — превращением элементов при распаде атомных ядер, бомбардируемых α-лучами. Можно сказать, что это достижение действительно открывает новую эпоху в физических и химических науках.

Именно в это время Резерфорду как не знающему себе равных преемнику был предложен, в связи с уходом Томсона, пост директора Кавендишской лаборатории. Я помню, как во время моего посещения Манчестера в день перемирия[1] я слушал речь Резерфорда. Он с большим удовлетворением и воодушевлением говорил о возможности перехода в Кембридж. Но в то же время он выражал опасение, что множество обязанностей, связанных с этим центральным положением в английской физике, не оставят ему тех возможностей для научных исследований, которые он столь хорошо умел использовать в Манчестере. Как известно,

[1] 11 ноября отмечается как день перемирия, положившего конец первой мировой войне в 1918 г. — *Прим. ред.*

последующие годы показали, что эти опасения были безосновательны. Способности Резерфорда никогда не проявлялись более полно, как в годы пребывания его на посту директора Кавендишской лаборатории, славные традиции которой он поддерживал во всех отношениях. В окружении множества полных энтузиазма молодых ученых, работающих под его руководством и вдохновляемых им, под неустанным вниманием ученых всего мира, он находится сейчас в центре активной деятельности по раскрытию тайн в мире атомов с помощью всех тех средств, которые имеются в распоряжении современной науки.

31

К СЕМИДЕСЯТИЛЕТИЮ ДЖ. ДЖ. ТОМСОНА*

Я с большим удовольствием принял приглашение редакции «Nature» участвовать в праздновании семидесятилетия со дня рождения Дж. Дж. Томсона, которому все интересующиеся проблемой строения атома так много обязаны. Не говоря уже о его руководящей роли в открытии электрона, этой общей составной части всех атомов, мы обязаны ему обилием идей, которые были плодотворно испытаны при попытках развить подробную теорию строения атома, основанную на этом фундаментальном открытии. Во времена, когда многие известные физики скептически относились к самому существованию атомов, Томсон имел мужество рискнуть начать исследование внутриатомного мира. Руководимый замечательным воображением, опираясь на новые открытия катодных лучей, лучей Рентгена и радиоактивности, он открыл для науки новый неизведанный мир. Изучая прохождение заряженных частиц и эфирных волн через атомы, он впервые сумел оценить число электронов, содержащихся в атоме, и связывающие их силы, заложив таким путем фундамент для более тщательной теории строения атома, построенной в последние годы объединенными усилиями большого числа ученых. В его знаменитой попытке объяснить известную периодичность физических и химических свойств элементов при их расположении в порядке возрастания атомного веса мы находим зародыши идей, характерных для современного толкования периодической таблицы. Конечно, ученым молодого поколения, работающим в новом мире, ворота в который открыл Томсон, трудно полностью представить себе величие проблем, с которыми столкнулись первопроходцы.

---

* *Sir J. J. Thomson's Seventieth Birthday.* Nature, 1926, **118**, 879.

КВАНТОВЫЙ ПОСТУЛАТ И НОВЕЙШЕЕ РАЗВИТИЕ АТОМНОЙ ТЕОРИИ*[1]

В связи с дискуссией о физической интерпретации методов квантовой теории, развитых за последние годы, мне хотелось сделать следующие общие замечания о принципах, лежащих в основе описания атомных явлений. Я надеюсь, что эти замечания помогут согласовать различные, явно расходящиеся взгляды, относящиеся к этой области.

§ 1. Квантовый постулат и причинность

Квантовая теория характеризуется признанием принципиальной ограниченности классических физических представлений в применении к атомным явлениям. Создавшаяся таким образом ситуация очень своеобразна, поскольку наша интерпретация эмпирического материала в существенном покоится именно на применении классических понятий. Но несмотря на затруднения, возникающие при формулировке содержания квантовой теории, ее суть, по-видимому, может быть выражена, как мы увидим, в так называемом квантовом постулате. Согласно этому постулату, каждому атомному процессу свойственна существенная прерывность или, скорее, индивидуальность, совершенно чуждая классической теории и выраженная планковским квантом действия.

Этот постулат заключает в себе отказ от причинного пространственно-временно́го описания атомных процессов. В самом деле, наше обычное

* *The Quantum Postulate and the Recent Development of Atomic Theory.* Nature, Suppl., 1928, **121**, 580—590.

[1] Содержание этой работы в существенном совпадает с лекцией о современном состоянии теории квантов, прочитанной 16 сентября 1927 г. в Комо во время празднования юбилея Алессандро Вольты. Состояние теории непосредственно перед развитием новых методов в этой области изложено в докладе автора «Атомная теория и механика» (статья 28). Быстрое развитие теории с того времени привело к появлению значительного числа публикаций. В настоящей работе мы ограничиваемся только небольшим числом ссылок на новые работы, которые имеют специальное отношение к обсуждаемому здесь вопросу.

описание явлений природы покоится всецело на предпосылке, что рассматриваемое явление можно наблюдать, не оказывая на него заметного влияния. Это ясно проявляется, например, в теории относительности, оказавшейся столь плодотворной для разъяснения классических теорий. Как подчеркнул Эйнштейн, каждое наблюдение или измерение основано в конечном счете на совпадении двух независимых событий в одной и той же пространственно-временно́й точке. И эти совпадения не должны зависеть от различий, которые в остальном могут существовать в пространственно-временно́м описании разных наблюдений. Согласно квантовому постулату, всякое наблюдение атомных явлений включает такое взаимодействие последних со средствами наблюдения, которым нельзя пренебречь. Соответственно этому невозможно приписать самостоятельную реальность в обычном физическом смысле ни явлению, ни средствам наблюдения. Понятие наблюдения, вообще говоря, заключает в себе некоторый произвол, так как оно зависит от того, какие объекты включаются в систему, подлежащую наблюдению. В конце концов всякое наблюдение может быть, конечно, сведено к нашим ощущениям. Но поскольку при интерпретации наблюдений мы должны всегда использовать теоретические представления, в каждом конкретном случае является вопросом удобства тот пункт, где́ следует вводить понятие наблюдения вместе с квантовым постулатом с присущей последнему иррациональностью.

Такая ситуация влечет за собой далеко идущие следствия. С одной стороны, определение состояния физической системы в обычном понимании требует исключения всяких внешних воздействий. Но в таком случае, согласно квантовому постулату, всякое наблюдение будет невозможным, и прежде всего понятия пространства и времени теряют свой непосредственный смысл. С другой стороны, если допустить некоторые взаимодействия с соответствующими, не принадлежащими системе средствами наблюдения, чтобы сделать возможным наблюдение, то однозначное определение состояния системы, естественно, становится уже невозможным и не может быть речи о причинности в обычном смысле. Следовательно, в соответствии с самой природой квантовой теории мы должны считать пространственно-временно́е представление и требование причинности, соединение которых характеризует классические теории как дополнительные, но исключающие одна другую черты описания содержания опыта; эти черты символизируют идеализацию возможностей наблюдения и, соответственно, определения. Так же, как теория относительности учит нас, что удобство резкого разделения пространства и времени основано на том, что обычно встречающиеся скорости малы по сравнению со скоростью света, из квантовой теории мы узнаем, что допустимость нашего обычного причинного пространственно-временно́го описания полностью обусловлена малым значением кванта действия по

сравнению с обычными действиями, проявляющимися в ощущениях. В самом деле, при описании атомных явлений квантовый постулат ставит перед нами задачу развития некой «теории дополнительности», об отсутствии противоречий в которой можно судить, только взвешивая возможности определений и наблюдений.

Этот взгляд уже ясно высказан в интенсивно ведущейся дискуссии по вопросу о природе света и элементарных составных частей материи. Что касается света, его распространение в пространстве и времени, как известно, адекватно описывается электромагнитной теорией. В частности, интерференционные явления в вакууме и оптические свойства материальных сред всецело управляются принципом суперпозиции волновой теории. Тем не менее сохранение энергии и импульса при взаимодействии излучения с веществом, проявляющееся в фотоэлектрическом эффекте и эффекте Комптона, находит адекватное выражение в выдвинутой Эйнштейном идее световых квантов. Как известно, сомнения в справедливости принципа суперпозиции, с одной стороны, и законов сохранения — с другой, к которым привело это кажущееся противоречие, отвергнуты прямыми экспериментами. Такая ситуация ясно показывает невозможность причинного пространственно-временнóго описания световых явлений. С одной стороны, в попытке проследить законы пространственно-временнóго распространения света на основе квантового постулата мы ограничены статистическим рассмотрением. С другой стороны, выполнение требования причинности для отдельных световых процессов, характеризуемых квантом действия, вынуждает отказаться от пространственно-временнóго описания. Разумеется, не может быть речи о совершенно независимом применении идей пространственно-временнóго описания и причинности. Две точки зрения на природу света являются скорее двумя различными попытками интерпретации экспериментального материала, в которых ограниченность классических понятий находит взаимно дополняющее выражение.

Проблема природы составных частей материи приводит нас к аналогичному заключению. Индивидуальность элементарных электрических частиц следует из общих эмпирических данных. Тем не менее недавно полученные экспериментальные данные и прежде всего открытие селективного отражения электронов от металлических кристаллов требуют привлечения принципа суперпозиции волновой теории в соответствии с оригинальной идеей Л. де Бройля. Так же как в случае света, в вопросе о природе материи, придерживаясь классических понятий, мы стоим перед неизбежной дилеммой, которая должна рассматриваться как точное выражение эмпирических данных. Действительно, здесь мы имеем дело не с противоречащими, а с дополнительными толкованиями явлений, которые лишь вместе дают естественное обобщение классического способа описания. При рассмотрении этих вопросов надо иметь

в виду, что в соответствии с изложенным выше излучение в пустом пространстве, как и изолированные материальные частицы, представляют собой абстракции, поскольку их свойства, согласно квантовой теории, доступны наблюдению и определению только при их взаимодействии с другими системами. Тем не менее эти абстракции, как мы увидим, необходимы для описания данных опыта на основе наших обычных пространственно-временны́х представлений.

Трудности, с которыми сталкивается причинное пространственно-временно́е описание в квантовой теории и которые давно составляют предмет повторяющихся дискуссий, новейшим развитием символических методов выдвинуты в последнее время на первый план. Важным вкладом в проблему последовательного применения этих методов является новая работа Гейзенберга [2]. Он указал, в частности, на своеобразную взаимную неопределенность, присущую всем измерениям атомных величин. Прежде чем перейти к рассмотрению его результатов, целесообразно показать, как дополнительная природа описания, проявляющаяся в этой неопределенности, является неизбежной уже при анализе наиболее элементарных понятий, лежащих в основе истолкования опыта.

§ 2. Квант действия и кинематика

Фундаментальное противоречие между квантом действия и классическими понятиями сразу становится очевидным из простых формул, составляющих общую основу теории световых квантов и волновой теории материальных частиц. Если обозначить через h постоянную Планку, то, как известно,

$$E\tau = J\lambda = h, \tag{1}$$

где E и J — соответственно энергия и импульс, τ и λ — соответственно период колебания и длина волны. В этих формулах два упомянутых выше представления о свете, как и о материи, резко противостоят одно другому. В то время как энергия и импульс ассоциируются с понятием частицы и, следовательно, по классическим представлениям могут характеризоваться определенными пространственно-временны́ми координатами, период колебаний и длина волны относятся к неограниченному в пространстве и времени цугу плоских гармонических волн. Только с помощью принципа суперпозиции можно установить связь с обычным способом описания. В самом деле, ограничение протяженности волновых полей в пространстве и времени всегда может рассматриваться как следствие интерференции группы элементарных гармонических волн. Де Бройль [3]

---

[2] W. Heisenberg. Zs. f. Phys., 1927, 43, 172.
[3] L. de Broglie. Thèse. Paris, 1924.

показал, что переносная скорость объектов[3а], которым сопоставляются волны, может быть представлена как раз с помощью так называемой групповой скорости волн. Пусть элементарная плоская волна имеет вид

$$A \cos 2\pi (t\nu - x\sigma_x - y\sigma_y - z\sigma_z + \delta).$$

Здесь A и δ — постоянные, определяющие соответственно амплитуду и фазу; величина $\nu = 1/\tau$ — частота колебаний, σ_x, σ_y, σ_z — волновые числа в направлении соответствующих осей координат (их можно рассматривать как векторные компоненты волнового числа $\sigma = 1/\lambda$ в направлении распространения); ν/σ — волновая, или фазовая, скорость; групповая же скорость определяется как $d\nu/d\sigma$. Согласно теории относительности, для частицы со скоростью v имеем

$$J = \frac{v}{c^2} E \text{ и } v dJ = dE,$$

где c — скорость света. Следовательно, из соотношения (1) фазовая скорость равна c^2/v, а групповая скорость равна v. То обстоятельство, что, вообще говоря, фазовая скорость больше скорости света c, указывает сразу на символический характер этих рассуждений. В то же время возможность отождествления скорости частицы с групповой скоростью указывает на область применимости пространственно-временны́х представлений в квантовой теории. Здесь проявляется дополнительный характер описания, поскольку применение групп волн с необходимостью связано с отсутствием строгости в определении периода и длины волны, а следовательно, согласно соотношениям (1), и соответствующих величин энергии и импульса. Ограниченное волновое поле может быть представлено, строго говоря, только суперпозицией множества элементарных волн, соответствующих всевозможным значениям ν и σ_x, σ_y, σ_z. Средняя разность этих значений для двух элементарных волн группы по порядку величины дается в наиболее благоприятном случае условиями

$$\Delta t \Delta\nu = \Delta x \Delta\sigma_x = \Delta y \Delta\sigma_y = \Delta z \Delta\sigma_z = 1,$$

где Δt, Δx, Δy, Δz означают протяженность волнового поля во времени и в направлениях пространства, соответствующих координатным осям. Эти соотношения, известные из теории оптических инструментов, в особенности из исследований Рэлея разрешающей способности спектральных приборов, выражают условие, что цуги волн могут гаситься вследствие интерференции на пространственно-временны́х границах волнового поля. Эти соотношения могут рассматриваться так же как отсутствие фазы у группы в целом, в том же смысле, что и у элементарных волн.

....

[3а] Точнее: индивидуальных объектов (в оригинале — individual). — *Прим. ред.*

Таким образом, из соотношений (1) находим

$$\Delta t \Delta E = \Delta x \Delta J_x = \Delta y \Delta J_y = \Delta z \Delta J_z = h; \qquad (2)$$

эти соотношения дают максимально возможную точность определения энергии и импульса объекта, сопоставленного волновому полю. В общем случае условия приписания некоторых значений энергии и импульса волновому полю с помощью соотношений (1) будут гораздо менее благоприятными. Даже если структура группы волн соответствует вначале соотношениям (2), то с течением времени она будет испытывать такие изменения, что становится все менее пригодной для представления объекта. Именно в этом обстоятельстве и лежит парадоксальность вопроса о природе света и материальных частиц. Ограниченность классических понятий, выражаемая соотношениями (2), кроме того, тесно связана с ограниченной применимостью классической механики, соответствующей в волновой теории материи геометрической оптике, в которой распространение волн изображается «лучами». Только в предельном случае таких «лучей» можно однозначно определить энергию и импульс на основе пространственно-временны́х представлений. Для общего определения этих понятий мы должны придерживаться непосредственно законов сохранения, рациональная формулировка которых составляет основную проблему символических методов, к которой мы обратимся ниже.

На релятивистском языке содержание соотношений (2) можно формулировать в утверждении, что согласно квантовой теории существует общая взаимная связь между максимальной точностью определения пространственно-временны́х векторов и соответственно векторов энергии-импульса, связанных с объектом. Это обстоятельство может рассматриваться как простое символическое выражение взаимно дополняющей природы пространственно-временно́го описания и требований причинности. Однако в то же самое время общий характер этой связи позволяет до некоторой степени примирить законы сохранения с пространственно-временны́м представлением наблюдений; представление о совпадении точно определенных событий в некоторой точке пространства-времени заменяется представлением о неточно определенных объектах в пределах конечных пространственно-временны́х областей.

Это обстоятельство позволяет избежать известных пародоксов, с которыми мы сталкиваемся при попытке описания рассеяния излучения свободными электрическими частицами и столкновения двух таких частиц. Описание рассеяния с помощью классических понятий требует конечной протяженности излучения в пространстве и времени, в то время как в изменении движения электрона, требуемом квантовым постулатом, очевидно, речь идет о мгновенном действии, происходящем в определенной точке пространства. Но как и в случае излучения, для электрона не-

возможно определить его энергию и импульс, не рассматривая конечной пространственно-временнóй области. Больше того, применение законов сохранения к данному процессу предполагает, что точность определения вектора энергии-импульса одна и та же как для излучения, так и для электрона. Следовательно, согласно соотношениям (2), обоим объектам при взаимодействии может быть приписана пространственно-временнáя область одних и тех же размеров.

Аналогичное замечание справедливо и для столкновения двух материальных частиц, хотя на значение квантового постулата для этого явления не обращалось внимания, пока не была понята необходимость волнового представления. Здесь этот постулат действительно представляет идею индивидуальности частиц, которая, отвечая требованию причинности, выходит за пределы пространственно-временнóго описания. В то время как физическое содержание идеи световых квантов целиком связано с законами сохранения энергии и импульса, в случае электрических частиц должно учитываться в этой связи и сохранение электрического заряда. Едва ли нужно напоминать, что для более детального описания взаимодействия между объектами мы не можем ограничиться только фактами, выраженными в формулах (1) и (2); мы должны прибегнуть к процедуре, которая позволит нам учесть связь объектов, характеризующую рассматриваемое взаимодействие, в которой и проявляется роль электрического заряда. Как мы увидим ниже, такая процедура требует дальнейшего отказа от наглядности в обычном смысле.

§ 3. Измерения в теории квантов

В упомянутом исследовании непротиворечивости квантовых методов Гейзенберг установил соотношения (2) как выражение максимально возможной точности, с которой пространственно-временны́е координаты и компоненты вектора энергии-импульса для некоторой частицы могут быть измерены одновременно. Его взгляды основываются на следующем соображении. С одной стороны, координаты частицы могут быть измерены с любой желаемой степенью точности, используя, например, какой-нибудь оптический инструмент, при условии, что для освещения используется излучение с достаточно короткой длиной волны. Однако, согласно квантовой теории, рассеяние излучения данным объектом всегда связано с конечным изменением импульса, которое тем больше, чем короче длина волны. С другой стороны, импульс частицы может быть измерен с любой желаемой точностью, например по эффекту Допплера для рассеянного излучения, если только применяемая длина волны настолько велика, что можно пренебречь эффектом отдачи; но тогда определение пространственных координат частицы становится соответственно менее точным.

Суть этого рассмотрения состоит в неизбежности квантового постулата при оценке возможностей измерения. Необходимо более детальное исследование этих возможностей определения, чтобы выявить общий дополнительный характер описания. В самом деле, прерывное изменение энергии и импульса во время измерения не могло бы само по себе служить препятствием, чтобы приписать точные значения пространственно-временны́м координатам и компонентам вектора энергии-импульса до и после процесса. Взаимная неопределенность, всегда присущая значениям этих величин, является по существу, как следует из предшествующего анализа, результатом ограниченной точности, с которой могут быть определены изменения энергии и импульса, когда волновые поля, применяемые для определения пространственно-временны́х координат частицы, достаточно ограничены.

При определении положения с помощью оптических инструментов нужно помнить, что для образования изображения всегда требуется сходящийся пучок света. Обозначая через λ длину волны используемого излучения и через ε — так называемую числовую апертуру, т. е. синус половины угла сходимости, разрешающую способность микроскопа можно представить известным выражением $\lambda/2\varepsilon$. Даже если предмет освещается параллельным пучком света, так что импульс h/λ падающего кванта известен по величине и направлению, конечное значение апертуры все же будет мешать точному установлению отдачи, сопровождающей рассеяние. Даже если бы импульс частицы был точно известен до процесса рассеяния, сведения о компоненте импульса, параллельной фокальной плоскости, после наблюдения имели бы неопределенность, составляющую $2\,\varepsilon h/\lambda$. Произведение наименьших неточностей, с которыми могут быть установлены пространственная координата и компонента импульса в определенном направлении, поэтому выражается как раз формулой (2). Вероятно, можно думать, что в оценке точности определения положения должна учитываться не только сходимость лучей, но и длина цуга волн, так как частица в течение конечного времени освещения может изменить свое положение. Однако ввиду того факта, что точное знание длины волны света не существенно для указанной выше оценки, легко видеть, что для любого значения апертуры цуг волн может быть выбран настолько коротким, чтобы можно было пренебречь изменением положения частицы за время наблюдения по сравнению с пределами точности определения положения, обусловленными конечной разрешающей способностью микроскопа.

При измерении импульса с помощью эффекта Допплера (с учетом эффекта Комптона) приходится пользоваться параллельным цугом волн. Однако для точности, с которой может быть измерено изменение длины волны рассеянного излучения, существенна протяженность цуга волн в направлении распространения. Если мы полагаем, что направления па-

дающего и рассеянного излучений будут соответственно параллельны или противоположны направлению подлежащих измерению вектора положения и компонент импульса, то мерой точности определения скорости может считаться выражение $c\lambda/2l$, где l — длина цуга волн; при этом для простоты скорость света принята здесь большой по сравнению со скоростью частицы. Если m — масса частицы, то неопределенность, связанная со значением импульса после наблюдения, равна $cm\lambda/2l$. В этом случае величина отдачи $2h/\lambda$ достаточно хорошо определена и не приводит к заметной неопределенности в значении импульса частицы после наблюдения. В самом деле, общая теория эффекта Комптона позволяет рассчитать компоненты импульса в направлении излучения до и после отдачи по разности длин волн падающего и рассеянного излучений. Даже если бы начальные значения пространственных координат частицы были точно известны, наше знание положения после наблюдения будет содержать неопределенность. Действительно, вследствие невозможности приписать отдаче точный момент времени, мы знаем среднюю скорость в направлении наблюдения в течение процесса рассеяния только с точностью $2h/m\lambda$. Следовательно, неопределенность положения после наблюдения достигает $2hl/mc\lambda$. И здесь произведение неточностей в измерении положения и импульса выражается, таким образом, общей формулой (2).

Так же как в случае определения положения, длительность процесса наблюдения при измерении импульса может быть сделана сколь угодно короткой, если только пользоваться излучением достаточно короткой длины волны. Тот факт, что отдача становится тогда больше, как мы видели, не влияет на точность измерения. Следует отметить далее, что, говоря неоднократно о скорости частицы, мы имели в виду в данном случае только связь с обычным пространственно-временным описанием. Как уже явствует из упомянутых выше соображений де Бройля, понятием скорости в квантовой теории надо пользоваться с осторожностью. Мы увидим также, что однозначное определение этого понятия исключается и квантовым посулатом; это следует особенно помнить при сравнении результатов последовательных наблюдений. В самом деле, положение некоторого объекта в два заданных момента времени может быть измерено с любой желаемой точностью; но если из таких измерений мы хотим обычным путем рассчитать скорость объекта, то мы должны ясно представлять себе, что мы имеем дело с некоторой абстракцией, из которой нельзя получить никакой однозначной информации о прошлом или будущем поведении объекта.

Согласно приведенным выше рассуждениям относительно возможностей определения свойства объектов, обсуждение точности измерения положения и импульса частицы, очевидно, нисколько не будет отличаться, если вместо рассеяния излучения мы обратимся к рассмотрению столк-

новений с другими материальными частицами. В обоих случаях мы видим, что рассматриваемая неопределенность в равной мере присуща как описанию средств измерения, так и описанию объекта. Действительно, этой неопределенности нельзя избежать при описании поведения объектов по отношению к координатной системе, определенной обычным путем с помощью твердых тел и невозмущаемых часов. Условия эксперимента — открывания и закрывания диафрагм и т. д. — позволяют сделать заключения только о пространственно-временно́й протяженности связанных с ним волновых полей.

Возвращаясь от наблюдений к нашим ощущениям, мы еще раз должны учитывать квантовый постулат в связи с восприятием средства наблюдения — будет ли это путем непосредственного действия на глаз или с помощью соответствующего вспомогательного средства, как фотографическая пластинка, камера Вильсона и т. д. Однако легко видеть, что привносимый при этом статистический элемент не будет влиять на неопределенность в описании объекта. Можно было бы даже предполагать, что произвол в том, что считать объектом и что — средством наблюдения, открывает возможность совершенно избежать этой неопределенности. В связи с измерением положения частицы можно, например, поставить вопрос: нельзя ли определить импульс, передаваемый при рассеянии, с помощью закона сохранения импульса по измерению изменения импульса, испытываемого микроскопом (вместе с источником света и фотографической пластинкой) во время процесса наблюдения. Однако более подробное исследование показывает, что такое измерение невозможно, если мы одновременно хотим знать с достаточной точностью положение микроскопа. В самом деле, из опытов, которые нашли выражение в волновой теории материи, следует, что положение центра тяжести какого-либо тела и его полный импульс могут быть определены только в пределах точности, задаваемых формулой (2).

Строго говоря, понятие наблюдения принадлежит именно причинному пространственно-временно́му способу описания. Однако вследствие общего характера соотношений (2) это понятие может быть последовательно применено и в квантовой теории, если только принять во внимание неопределенность, выражаемую этими соотношениями. Как было отмечено Гейзенбергом, можно получить поучительную иллюстрацию квантово-теоретического описания атомных (микроскопических) явлений, сравнивая эту неопределенность с неопределенностью, обусловленной несовершенством измерений, свойственным любому наблюдению при обычном описании явлений природы. Он замечает в этой связи, что даже в случае макроскопических явлений можно в некотором смысле сказать, что они возникают вследствие повторных наблюдений. Однако нельзя забывать, что в классических теориях каждое последующее наблюдение позволяет предсказать будущие события со все возрастающей точностью,

так как это улучшает наше знание начального состояния системы. Согласно квантовой теории, именно невозможность пренебречь взаимодействием с измерительными средствами означает, что каждое наблюдение вводит новый неконтролируемый элемент. В самом деле, из предыдущего рассмотрения видно, что измерение пространственных координат частицы сопровождается не только конечным изменением динамических переменных; фиксация ее положения означает также полный разрыв с причинным описанием ее динамического поведения, тогда как определение импульса частицы всегда предполагает отсутствие знаний о ее пространственно-временной эволюции. Эта ситуация чрезвычайно ясно показывает дополнительный характер описания атомных явлений, который выступает как неизбежное следствие противоречия между квантовым постулатом и разграничением объекта и средства наблюдения, свойственным самой идее наблюдения.

§ 4. Принцип соответствия и матричная теория

До сих пор мы рассматривали только некоторые общие черты квантовой проблемы. Однако суть дела заключается в том, что особое значение имеет формулировка законов взаимодействия объектов, символизированных абстрактными образами изолированных частиц и излучения. Отправные пункты такой формулировки дала прежде всего проблема строения атома. Здесь, как известно, оказалось возможным осветить существенные аспекты экспериментальных данных путем элементарного использования классических понятий в сочетании с квантовым постулатом. Например, опыты с возбуждением спектров электронным ударом или излучением находят адекватное объяснение на основе предположения о дискретных стационарных состояниях и индивидуальных процессах перехода. Это прежде всего обусловлено тем обстоятельством, что в этих вопросах не требуется более детального описания пространственно-временного поведения процессов.

Здесь отличие от обычного способа описания проявляется особенно резко в том обстоятельстве, что спектральные линии, которые с классической точки зрения должны быть приписаны одному и тому же состоянию атома, согласно квантовому постулату соответствуют отдельным процессам перехода, между которыми выбирает возбужденный атом. Однако, несмотря на это противоречие, можно установить формальную связь с классическими представлениями в пределе, когда асимптотически исчезает относительное различие свойств соседних стационарных состояний и когда при статических применениях можно пренебречь прерывностями. Благодаря такой связи стало возможным истолковать в широких пределах закономерности в спектрах на основе наших представлений о строении атома.

Стремление рассматривать квантовую теорию как рациональное обобщение классических теорий привело к установлению так называемого принципа соответствия. Использование этого принципа для интерпретации спектроскопических результатов основывалось на символическом применении классической электродинамики, в котором каждому процессу перехода сопоставлялась одна из гармонических компонент движения атомной частицы, ожидаемых согласно обычной механике. За исключением упомянутого предела, когда можно пренебречь относительным различием соседних стационарных состояний, такое частичное применение классических теорий могло бы только в некоторых случаях привести к строгому количественному описанию явлений. В этом отношении особенно следует упомянуть о связи, установленной Ладенбургом и Крамерсом, между классической трактовкой дисперсии и статистическими законами, сформулированными Эйнштейном для процессов перехода, связанных с излучением. Хотя теория дисперсии Крамерса привела к выводам, весьма важным для рациональной разработки идеи соответствия, только благодаря квантово-теоретическим методам, созданным за последние несколько лет, общие стремления, заложенные в упомянутом принципе, получили адекватную формулировку.

Как известно, новое развитие квантовой теории началось с фундаментальной работы Гейзенберга, в которой ему удалось полностью освободиться от классического понятия движения и с самого начала заменить обычные кинематические и механические величины символами, относящимися непосредственно к индивидуальным процессам, требуемым квантовым постулатом. Это было достигнуто заменой разложения классически-механических величин в ряд Фурье некоторой матричной схемой, элементы которой символизируют чисто гармонические колебания и ассоциируются с возможными переходами между стационарными состояниями. На основании требования, чтобы частоты, сопоставленные элементам этой матрицы, всегда удовлетворяли комбинационному принципу спектральных линий, Гейзенберг смог ввести простые правила расчета для этих символов, позволяющие непосредственно перевести основные уравнения классической механики на язык квантовой теории. Этот остроумный переход к динамической проблеме в атомной теории с самого начала оказался исключительно сильным и плодотворным методом количественной интерпретации экспериментальных результатов. Благодаря работам Борна и Иордана, а также Дирака теория получила формулировку, которая могла конкурировать с классической механикой в отношении общности и законченности. Особенно примечательно, что такой элемент, характерный для квантовой теории, как постоянная Планка, входит в явной форме только в правила расчетов над символами (так называемыми матрицами). Матрицы, соответствующие канонически сопряженным переменным в смысле уравнений Гамильтона, не подчиняются за-

кону коммутативности относительно умножения; вместо этого для двух таких величин q и p справедливо следующее правило перестановки:

$$pq - qp = \sqrt{-1}\,\frac{h}{2\pi}\,. \qquad (3)$$

Это соотношение действительно ярко выражает символический характер матричной формулировки квантовой теории. Матричную теорию часто называют исчислением с непосредственно наблюдаемыми величинами. Однако следует помнить, что описанный прием ограничивается только такими проблемами, в которых при применении квантового постулата возможен в большой мере отказ от пространственно-временно́го описания, и поэтому вопрос о наблюдении в собственном смысле отходит на задний план.

Для дальнейшего прослеживания соответствия квантовых законов и классической механики особое значение имело подчеркивание статистического характера квантового описания, который обусловлен квантовым постулатом. В этом отношении благодаря обобщению символических методов Дираком и Иорданом был достигнут большой прогресс, сделавший возможным оперирование с матрицами, элементы которых расположены не по стационарным состояниям, но в которых допустимые значения любого набора переменных могут входить в качестве индексов матричных элементов. Аналогично тому, как в первоначальной теории «диагональные элементы», связанные только с одним стационарным состоянием, могли интерпретироваться как средние по времени значения изображаемых величин, общая теория преобразований матриц допускает представление таких средних значений некоторой механической величины, причем при вычислении этих средних некоторый набор переменных, характеризующих «состояние» системы, имеет данные значения, в то время как канонически сопряженные переменные могут принимать все возможные значения. На основе метода, разработанного этими авторами, и в тесной связи с идеями Борна и Паули Гейзенберг попытался в уже цитированной работе дать более детальный анализ физического содержания квантовой теории и особенно на первый взгляд парадоксального перестановочного соотношения (3). В связи с этим он сформулировал соотношение

$$\Delta q \Delta p \sim h \qquad (4)$$

как общее выражение для максимально возможной точности, с которой могут одновременно наблюдаться две канонически сопряженные переменные. Таким путем Гейзенберг смог выяснить многие парадоксы, возникавшие при применении квантового постулата, и доказать в широких пределах непротиворечивость символического метода. В связи с дополнительной природой квантово-теоретического описания мы должны, как уже отмечалось, постоянно иметь в виду возможности определения и наблю-

дения. Именно при обсуждении этого вопроса метод волновой механики, развитый Шредингером, как увидим, оказал большую помощь. Этот метод допускает общее применение принципа суперпозиции также в проблеме взаимодействия и, таким образом, позволяет установить непосредственную связь с обсуждавшимися выше соображениями об излучении и свободных частицах. В дальнейшем мы вернемся к связи волновой механики с общей формулировкой квантовых законов при помощи теории преобразования матриц.

§ 5. Волновая механика и квантовый постулат

Уже в своих первоначальных соображениях о волновой теории материальных частиц де Бройль указал, что стационарные состояния атома могут рассматриваться как интерференционный эффект фазовых волн, сопоставленных связанному электрону. Верно, что эта точка зрения вначале давала в количественном отношении не больше, чем старые методы квантовой теории, в развитие которых столь существенный вклад внес Зоммерфельд. Однако Шредингеру удалось развить метод волновой механики, открывший новые аспекты и имевший решающее значение для огромного прогресса атомной теории в последние годы. В самом деле, было найдено, что собственные колебания волнового уравнения Шредингера дают представление стационарных состояний атома, отвечающее всем требованиям. При этом энергия каждого состояния связана с соответствующим периодом колебания общим квантовым соотношением (1). Кроме того, число узлов различных собственных колебаний дает простую интерпретацию понятия квантового числа, которое было известно уже из старых методов, но сначала казалось исчезнувшим в матричной формулировке. Далее Шредингер смог связать с решениями волнового уравнения непрерывное распределение электрического заряда и тока, которые в применении к некоторому собственному колебанию представляют электростатические и магнитные свойства атома в соответствующем стационарном состоянии. Аналогичным образом, суперпозиция двух собственных решений соответствует непрерывному колеблющемуся распределению электрического заряда. При этом возникающее согласно классической электродинамике излучение служит поучительной иллюстрацией к следствиям квантового постулата и требованиям соответствия в отношении процесса перехода между двумя стационарными состояниями, сформулированными в матричной механике. Другое приложение метода Шредингера, важное для дальнейшего развития, дал Борн в своем исследовании столкновений атомов и свободных электрических частиц. В связи с этим ему удалось установить статистическую интерпретацию волновой функции, которая позволяет вычислить вероятность индивидуальных процессов перехода, требуемых квантовым постулатом. Это за-

ключает в себе волновомеханическую формулировку адиабатического принципа Эренфеста, плодотворность которого особенно ясно следует из многообещающих исследований Хунда по проблеме образования молекул.

Благодаря этим результатам Шредингер выразил надежду, что развитие волновой теории, быть может, позволит в конце концов устранить иррациональные элементы, выражаемые квантовым постулатом, и открыть путь для полного описания атомных явлений, соответствующего основным чертам классических теорий. В подтверждение такого взгляда в недавно появившейся работе[4] Шредингер подчеркнул, что дискретный обмен энергией между атомами, требуемый квантовым постулатом, с точки зрения волновой теории заменяется простым резонансом. В частности, представление об индивидуальных стационарных состояниях оказалось бы фикцией и его применимость служила бы только иллюстрацией упомянутого резонанса. Однако мы должны принимать во внимание, что в этой проблеме резонанса речь идет о замкнутой системе, которая, согласно изложенной здесь точке зрения, не поддается никакому наблюдению. Действительно, с этой точки зрения волновая механика, как и матричная теория, представляет собой символическое толкование проблемы движения в классической механике, приспособленное к требованиям квантовой теории и поддающееся интерпретации только при явном использовании квантового постулата. В самом деле, можно сказать что обе формулировки проблемы взаимодействия являются дополнительными в том же самом смысле, как волновое и корпускулярное представления в описании свободных объектов. С этим различием в исходных пунктах как раз и связано кажущееся противоречие в применении энергетического аспекта в обеих теориях.

Основные трудности, стоящие на пути пространственно-временного описания системы взаимодействующих частиц, сразу возникают из неизбежности принципа суперпозиции для описания поведения индивидуальных частиц. Как мы видели, уже для свободной частицы знание энергии и импульса исключает точное знание пространственно-временных координат. Это означает, что непосредственное использование понятия энергии в связи с классическим представлением о потенциальной энергии системы исключается. В волновом уравнении Шредингера этих трудностей можно избежать путем замены классического выражения функции Гамильтона дифференциальным оператором с помощью соотношения

$$p = \sqrt{-1}\,\frac{h}{2\pi}\,\frac{\partial}{\partial q}, \qquad (5)$$

где p — обобщенная компонента импульса и q — канонически сопряженная переменная. При этом значение энергии со знаком минус рассмат-

[4] E. Schrödinger. Ann. d. Phys., 1927, 83, 956.

ривается как величина, сопряженная времени. Таким образом, в волновом уравнении как время и пространство, так энергия и импульс применяются сначала чисто формально.

Символический характер метода Шредингера проявляется не только в том, что простота его так же, как и матричного метода, основана на существенном использовании мнимых арифметических величин. Здесь не может быть речи о непосредственной связи с нашими привычными воззрениями главным образом потому, что «геометрическая» задача, представляемая волновым уравнением, связана с так называемым конфигурационным пространством, число измерений которого равно числу степеней свободы системы и поэтому, вообще говоря, больше числа измерений обычного пространства. Кроме того, шредингеровская формулировка проблемы взаимодействия, так же как и ее формулировка в матричной теории, включает в себя пренебрежение конечной скоростью распространения сил, требуемой теорией относительности.

В общем, требование наглядности в отношении пространственно-временнóй картины в случае проблемы взаимодействия вряд ли можно считать оправданным. Все наши знания о внутренних свойствах атомов получены из опытов по их излучению или столкновениям. В конце концов интерпретация экспериментальных фактов осуществляется с помощью таких абстракций, как излучение в свободном пространстве и свободные материальные частицы. На этих абстракциях покоится, следовательно, все наше пространственно-временнóе толкование физических явлений; определение понятий энергии и импульса в конечном счете также зависит от этих абстракций. При суждении о применимости этих вспомогательных представлений мы должны требовать только их внутренней непротиворечивости, в связи с чем особое внимание должно быть уделено возможности определения и наблюдения.

Собственные решения волнового уравнения Шредингера, как уже отмечалось, дают адекватное представление стационарных состояний атома, допускающих однозначное определение энергии системы с помощью общего квантового соотношения (1). Однако это означает, что при интерпретации наблюдений неизбежен принципиальный отказ от пространственно-временнóго описания. Как мы увидим, последовательное применение понятия стационарных состояний исключает всякую детализацию в отношении поведения отдельных частиц в атоме. В проблемах, где описание этого поведения существенно для истолкования наблюдений, мы вынуждены использовать общее решение волнового уравнения, получаемое путем суперпозиции собственных решений. Здесь мы встречаемся с дополнительностью возможностей определения, совершенно аналогичной той, которая рассматривалась ранее в связи со свойствами света и свободных материальных частиц. В то время как определение энергии и импульса объектов связано с понятием элементарной гармониче-

ской волны, всякая пространственно-временна́я детализация описания явлений основывается, как мы видели, на рассмотрении интерференции, происходящей в группе таких элементарных волн. В данном случае согласие возможностей наблюдения с возможностями определения также можно непосредственно показать.

Согласно квантовому постулату всякое наблюдение поведения электрона в атоме будет сопровождаться изменением состояния атома. Как отметил Гейзенберг, это изменение в случае атомов в стационарных состояниях с низким квантовым числом состоит, вообще говоря, в выбрасывании электрона из атома. Следовательно, описание «орбиты» электрона с помощью последовательных наблюдений в таких случаях невозможно. Это связано с тем обстоятельством, что из собственных колебаний с немногими узлами нельзя построить волновой пакет, который хотя бы приближенно представлял «движение» частицы. Однако дополнительная природа описания выражается, в частности, в том, что использование наблюдений над поведением частиц в атоме основано на возможности пренебречь взаимодействием между частицами в процессе наблюдения и, таким образом, считать частицы свободными. Но для этого требуется, чтобы длительность процесса наблюдения была мала по сравнению с естественными периодами атома, что снова влечет за собой неопределенность в энергии, изменяющейся в процессе, причем эта неопределенность больше, чем разности энергий соседних стационарных состояний.

При суждении о возможностях наблюдения вообще следует помнить, что волновомеханические решения могут получить наглядное истолкование постольку, поскольку их можно описать с помощью понятия свободных частиц. Здесь особенно ярко обнаруживается различие между классической механикой и квантово-теоретической трактовкой проблемы взаимодействия. В классической механике указанное ограничение не является необходимым, поскольку «частица» обладает непосредственной «реальностью» независимо от того, свободна она или связана. Это особенно важно в связи с последовательным применением шредингеровской плотности электрического заряда как меры вероятности нахождения электронов внутри определенной пространственной области в атоме. При упомянутом ограничении такое толкование представляется простым следствием предположения, что вероятность присутствия свободного электрона определяется плотностью электрического заряда, связанного с волновым полем, так же как вероятность наличия светового кванта определяется плотностью энергии излучения.

Как уже упоминалось, способ общего последовательного использования классических понятий в квантовой теории дан в теории преобразований Дирака—Иордана; с помощью этой теории Гейзенберг формулировал свое общее соотношение неопределенностей (4). И в этой теории волновое уравнение Шредингера получило поучительное применение.

Собственные решения этого уравнения проявляются здесь как вспомогательные функции, которые определяют преобразования матриц с индексами, представляющими значения энергии системы, в другие матрицы, индексами которых являются возможные значения координат частиц. В связи с этим следует упомянуть, что недавно Иордан и Клейн[5] пришли к формулировке проблемы взаимодействия, выраженной волновым уравнением Шредингера; принимая в качестве отправного пункта волновое представление отдельных частиц, они применили символический прием, связанный с глубокой трактовкой проблемы излучения, развитой Дираком на основе матричной теории. К этому мы вернемся ниже.

§ 6. Реальность стационарных состояний

В понятии стационарных состояний, как отмечалось выше, мы имеем характерное применение квантового постулата. По самой своей природе это понятие подразумевает полный отказ от описания во времени. С принятой здесь точки зрения именно этот отказ является необходимым условием однозначного определения энергии атома. Больше того, понятие стационарного состояния, строго говоря, требует устранения всякого внешнего взаимодействия с объектами, не относящимися к системе. Приписывая такой замкнутой системе определенное значение энергии, мы непосредственно выражаем требование причинности, содержащееся в законе сохранения энергии. Это обстоятельство оправдывает предположение о немеханической природе устойчивости стационарных состояний, лежащее в основе применения квантового постулата к вопросам строения атомов. Согласно этому предположению, атом до и после внешних воздействий всегда находится в точно определенном стационарном состоянии; это предположение составляет основу применения квантового постулата в проблемах строения атома.

При суждении об известных парадоксах, возникающих при описании процессов излучения и столкновений на основе этого предположения, существенно учитывать выражаемые соотношением (2) ограничения возможностей определения свойств реагирующих свободных объектов. Действительно, если определение энергии реагирующих объектов настолько точно, что можно говорить о сохранении энергии при этой реакции, то согласно этому соотношению реакции необходимо сопоставить промежуток времени, большой по сравнению с периодом, связанным с процессом перехода; этот период согласно соотношениям (1) зависит от разности энергий стационарных состояний. Это следует помнить при рассмотрении процессов, происходящих при прохождении быстро

[5] P. Jordan, O. Klein. Zs. f. Phys., 1927, 45, 751.

движущихся частиц сквозь атом. Согласно обычной кинематике, эффективное время такого прохождения должно быть очень мало по сравнению с естественными периодами атома, и, по-видимому, невозможно согласовать закон сохранения энергии с предположением об устойчивости стационарных состояний[6]. Однако с точки зрения волновых представлений рассматриваемое время реакции непосредственно связано с точностью определения энергии сталкивающейся частицы, и поэтому никогда не может быть противоречия с законом сохранения. В связи с обсуждением парадоксов такого рода Кэмпбелл[7] предложил рассматривать само понятие времени как существенно статистическое по своей природе. С нашей точки зрения, согласно которой основой пространственно-временнóго описания является абстрактный образ свободных объектов, фундаментальное отличие времени и пространства должно исключаться требованиями теории относительности. Особое положение времени в связи с проблемой стационарных состояний, как мы видели, обусловлено особой природой таких проблем.

Применение понятия стационарных состояний предполагает, что при всяком наблюдении, например с помощью столкновения или реакции излучения, позволяющем различить отдельные стационарные состояния, можно было отвлечься от предшествующей истории атома. Тот факт, что символические методы квантовой теории приписывают каждому стационарному состоянию определенную фазу, значение которой зависит от предшествующей истории атома, на первый взгляд, казалось бы, противоречит самой идее стационарных состояний. Однако, коль скоро мы имеем дело с некоторой временнóй проблемой, о рассмотрении строго замкнутой системы не может быть речи. Использование простых гармонических собственных колебаний при интерпретации наблюдений означает поэтому только удобную идеализацию, которая при более корректном рассмотрении всегда должна заменяться группой гармонических колебаний, распределенных по некоторому конечному интервалу частот. Тот факт, что группе в целом нельзя приписать фазу в том смысле, как это может быть сделано для каждой элементарной волны, составляющей группу, является, как уже упоминалось, общим следствием принципа суперпозиции.

Такая ненаблюдаемость фазы, известная из теории оптических инструментов, проявляется особенно просто при обсуждении опыта Штерна — Герлаха, столь важного для исследования свойств отдельных атомов. Как отметил Гейзенберг, для разделения атомов с различной ориентацией в магнитном поле необходимо, чтобы отклонение пучка было больше, чем дифракция на щели для волн де Бройля, представляющих поступательное движение этих атомов. Как показывает простой расчет, это условие оз-

[6] Ср.: N. Bohr. Zs. f. Phys., 1925, 34, 142 (статья 27, т. I).
[7] Campbell. Phil. Mag., 1926, 1, 1106.

начает, что произведение времени, необходимого для прохождения атома через поле, на неопределенность его энергии в поле, обусловленную конечной шириной пучка, должно по крайней мере равняться кванту действия. Гейзенберг считает этот результат подтверждением соотношения (2) взаимных неопределенностей значений энергии и времени. Однако в данном случае мы имеем дело не просто с изменением энергии атома в некоторый заданный момент времени. Так как периоды собственных колебаний атома в поле связаны с его полной энергией общим соотношением (1), мы видим, что указанное условие разделимости означает утрату сведений о фазе. Это обстоятельство устраняет также кажущиеся противоречия, возникающие в некоторых задачах (мысленных опытах) с когерентностью резонансного излучения, которые часто обсуждались и также рассматривались Гейзенбергом.

Рассматривать атом как замкнутую систему, как это делалось выше, означает пренебрежение спонтанным испусканием излучения, которое даже в отсутствие внешних воздействий ограничивает время жизни стационарных состояний. Тот факт, что излучением можно пренебречь во многих приложениях, связан с тем обстоятельством, что связь атома с полем излучения, которую можно ожидать по классической электродинамике, вообще говоря, очень слаба по сравнению со связью между частицами в атоме. В действительности при описании состояния атома можно в значительной степени пренебрегать реакцией излучения, если отвлечься от размытости значений энергии, связанной с временем жизни стационарных состояний, согласно формуле (2) [8]. Именно на этом основана возможность вывести заключения о свойствах излучения на основе классической электродинамики.

Трактовка проблемы излучения с помощью новых квантово-теоретических методов подразумевала вначале количественную формулировку этих соображений соответствия. Это был исходный пункт первоначальных рассмотрений Гейзенберга. Поучительный анализ шредингеровской трактовки явлений излучения на основе принципа соответствия дал недавно Клейн [9]. В развитой Дираком [10] более строгой форме теории поле излучения включается в рассматриваемую замкнутую систему. Благодаря этому стало возможным рационально учесть индивидуальный характер процессов излучения, требуемый квантовой теорией, и построить дисперсионную теорию, в которой принимается во внимание конечная ширина спектральных линий. Отказ от пространственно-временно́й картины, характеризующей этот анализ, является замечательным указанием на дополнительный характер квантовой теории. Об этом напоминают и резкие

[8] Ср.: N. Bohr. Zs. f. Phys., 1923, **13**, 117 (статья 24, т. I).
[9] O. Klein. Zs. f. Phys., 1937, **41**, 407.
[10] P. A. M. Dirac. Proc. Roy. Soc., 1927, **A114**, 243.

отклонения от причинного описания природы, с которыми мы встречаемся в явлениях излучения и о которых говорилось уже в связи с вопросом о возбуждении спектров.

Вследствие асимптотической связи свойств атомов с классической электродинамикой, требуемой принципом соответствия, взаимно исключающий характер понятия стационарных состояний и описания поведения отдельных частиц в атоме может рассматриваться как трудность. Фактически эта связь означает, что механическая картина движения электронов может быть рационально использована в пределе больших квантовых чисел, где относительное различие между соседними стационарными состояниями асимптотически исчезает. Однако следует подчеркнуть, что эта связь не может рассматриваться как постепенный переход к классической теории в том смысле, что квантовый постулат становился излишним для больших квантовых чисел. Наоборот, выводы, получаемые из принципа соответствия с помощью классических образов, основаны именно на предположении о сохранении понятия стационарных состояний и индивидуальных процессов перехода даже в этом пределе.

Этот вопрос представляет поучительный пример применения новых методов. Как показал Шредингер[11], в этом пределе можно путем суперпозиции собственных колебаний, построить группы волн, протяженности которых малы по сравнению с «размером» атома и распространение которых сколь угодно приближается к классическому представлению движущихся материальных частиц, если только квантовые числа выбраны достаточно большими. В частном случае простого гармонического осциллятора он показал, что такие группы волн будут существовать неограниченно долго и колебаться взад и вперед в соответствии с классической картиной движения осциллятора. В этом обстоятельстве Шредингер увидел поддержку его надежды на построение чисто волновой теории без ссылки на квантовый постулат. Однако, как подчеркнул Гейзенберг, простота соотношений для случая осциллятора является исключением, связанным с гармонической природой соответствующих классических движений. В этом примере также нет речи о какой-либо возможности постепенного приближения к проблеме свободных частиц. В общем случае группы волн будут постепенно расплываться по всей области атома и «движение» какого-либо связанного электрона может быть прослежено только за такое число оборотов, которое будет порядка величины квантовых чисел, отвечающих собственным колебаниям. Подробнее этот вопрос исследован в недавно появившийся работе Дарвина[12], в которой дано несколько поучительных примеров поведения групп волн. Трак-

[11] E. Schrödinger. Naturwiss., 1926, 14, 664.
[12] C. Darwin. Proc. Roy. Soc., 1927, A117, 258.

товка аналогичной проблемы с точки зрения матричной теории рассмотрена Кеннардом [13].

Здесь мы снова встречаемся с противоречием между принципом суперпозиции волновой теории и предположением об индивидуальности частиц, с которым мы имели уже дело в случае свободных частиц. В то же самое время асимптотическая связь с классической теорией, в которой неизвестно никакое существенное различие между свободными и связанными частицами, дает особенно простую иллюстрацию приведенных выше соображений о свободном от противоречий применении понятия стационарных состояний. Как мы видели, установление какого-нибудь стационарного состояния посредством процессов столкновений или излучения связано с некоторым пробелом во временно́м описании, имеющим по меньшей мере порядок величины периодов, связанных с переходами между стационарными состояниями. В пределе больших квантовых чисел эти периоды могут быть истолкованы как периоды обращения. Мы видим, таким образом, что невозможно установить причинную связь между наблюдениями, позволяющими фиксировать стационарное состояние, и более ранними наблюдениями поведения отдельных частиц в атоме.

Резюмируя, можно сказать, что понятия стационарных состояний и индивидуальных процессов перехода в пределах их области применимости обладают такой же большой или такой же малой «реальностью», как и само понятие индивидуальных частиц. В обоих случаях мы имеем дело с требованием причинности, дополнительным к пространственно-временно́му описанию, адекватное применение которого лимитируется только ограниченными возможностями определения соответствующих понятий и наблюдения.

§ 7. Проблема элементарных частиц

Принимая во внимание дополнительность, требуемую квантовым постулатом, по-видимому, действительно можно построить с помощью символических методов последовательную теорию атомных явлений, которая может рассматриваться как рациональное обобщение причинного пространственно-временно́го описания классической физики. Однако такое заключение не значит, что классическая электронная теория может рассматриваться просто как предельный случай исчезающе малого кванта действия. В самом деле, связь электронной теории с опытом основана на предположениях, которые едва ли отделимы от круга проблем квантовой теории. Указание на это дают известные трудности, которые встретились при попытках объяснения индивидуальности эле-

[13] Kennard, Zs. f. Phys., 1927, 44, 326.

ментарных электрических частиц на основе общих механических и электродинамических принципов. В этом отношении общерелятивистская теория тяготения также не оправдала ожиданий. Удовлетворительное решение затронутых здесь проблем, по-видимому, возможно только с помощью рациональной квантово-теоретической трактовки общей теории поля, в которой элементарные кванты электричества нашли бы свое естественное место как выражение черты индивидуальности, характерной для квантовой теории. Недавно Клейн[14] обратил внимание на возможность связать эту проблему с пятимерным единым представлением электромагнетизма и тяготения, предложенным Калуцой. Действительно, в этой теории сохранение электрического заряда выступает как аналог теорем сохранения энергии и импульса. Подобно тому, как эти понятия являются дополнительными к пространственно-временно́му описанию атомных явлений, допустимость обычного четырехмерного описания, а также его символического использования в квантовой теории должны были бы существенным образом основываться, как подчеркивает Клейн, на том обстоятельстве, что в этом описании электрический заряд всегда встречается во вполне определенных порциях; поэтому сопряженное пятое измерение недоступно непосредственному наблюдению.

Совершенно независимо от этих нерешенных глубоких проблем классическая электронная теория до настоящего времени служила путеводной нитью при дальнейшем развитии описания, основанного на соответствии, в связи с идеей, впервые высказанной Комптоном, о том, что у элементарной электрической частицы помимо массы и заряда имеется еще магнитный момент, обязанный моменту количества движения, определяемому квантом действия. Это предложение, с поразительным успехом введенное Гаудсмитом и Уленбеком при обсуждении природы аномального эффекта Зеемана, вполне оправдалось в связи с новыми методами, как показали в особенности Гейзенберг и Иордан. В самом деле, можно вполне определенно сказать, что гипотеза о магнитном электроне вместе с резонансной проблемой, ясно поставленной Гейзенбергом[15] и возникающей при квантовом описании поведения атомов с несколькими электронами, завершили в известной мере толкование закономерностей в спектрах и периодической системе на основе идеи соответствия. Принципы, положенные в основу этой теории, открыли даже путь к некоторым заключениям о свойствах атомных ядер. Деннисону[16] удалось, например, показать в связи с идеей Гейзенберга и Хунда, как могут быть преодолены затруднения, остававшиеся до сих пор при объяснении удельной теплоемкости водорода, если предположить, что и протон обладает моментом импульса такой же величины, как у электрона. Однако вследствие

[14] O. Klein. Zs. f. Phys., 1927, 46, 188.
[15] W. Heisenberg. Zs. f. Phys., 1927, 41, 239.
[16] Dennison. Proc. Roy. Soc., 1927, A115, 483.

большей массы магнитный момент протона должен быть много меньше, чем у электрона.

Недостаточность методов, развитых до настоящего времени для рассмотрения проблемы элементарных частиц, проявляется в только что упомянутых вопросах в том, что они не дают однозначного объяснения различия поведения электрических элементарных частиц и «объектов», символизируемых в представлении о световых квантах; это различие выражено в так называемом принципе исключения Паули. В самом деле, в этом принципе, столь плодотворном для проблемы строения атомов, а также для новейшего развития статистических теорий, мы имеем дело с одной из многих возможностей, каждая из которых сама по себе удовлетворяет требованию соответствия. Кроме того, трудность удовлетворения требованиям теории относительности в квантовой теории проявляется в особенно поучительном виде в связи с проблемой магнитного электрона. Действительно, не представлялось возможным соединить многообещающие попытки Дарвина и Паули обобщения квантовых методов с релятивистски-кинематическими соображениями Томаса, столь существенными для объяснения экспериментальных результатов. Однако совсем недавно Дираку[17] удалось успешно решить проблему магнитного электрона с помощью нового, чрезвычайно остроумного расширения символического метода, причем удовлетворяется требование теории относительности и не нарушается согласие со спектральными данными. Эта теория содержит не только комплексные величины, встречавшиеся в прежних методах; в основных уравнениях ее используются величины более высокой степени сложности, представленные матрицами.

Уже сама релятивистская формулировка предполагает по существу соединение пространственно-временнóй координации и требования причинности, характерное для классических теорий. Поэтому, приспосабливая требование теории относительности к квантовому постулату, мы должны быть готовы к еще большему отказу от наглядности в обычном смысле, чем в формулировке рассмотренных здесь квантовых законов. Действительно, мы находимся здесь на проложенном Эйнштейном пути приспособления наших представлений, заимствованных из ощущений, к постепенно углубляющимся знаниям законов природы. Затруднения, с которыми мы встречаемся на этом пути, происходят главным образом оттого, что, так сказать, каждое слово в языке связано с нашими обычными представлениями. В квантовой теории мы встречаемся с этой трудностью с самого начала в вопросе о неизбежности доли иррациональности, присущей квантовому постулату. Однако я надеюсь, что идея дополнительности способна охарактеризовать существующую ситуацию, которая имеет далеко идущую аналогию с общими трудностями образования человеческих понятий, возникающими из разделения субъекта и объекта.

[17] P. A. M. Dirac. Proc. Roy. Soc., 1928, A117, 610.

ЗОММЕРФЕЛЬД И ТЕОРИЯ АТОМА*

Пролагающая новые пути работа Зоммерфельда о тонкой структуре спектральных линий водорода не только обогащает теорию строения атома изящным и плодотворным результатом; участие такого своеобразного исследователя, как он, должно было дать сильный толчок всей работе в этой области. Здесь особенно проявилось глубокое знание методов теоретической физики, которые он столь результативно уже раньше использовал в смежных областях механики и электродинамики. Его дар передавать увлечение окружающим его многочисленным ученикам прежде всего должно было принести богатые плоды. Среди обилия результатов, добытых в теории строения атома в последующие за этим годы благодаря Зоммерфельду и его окружению, трудно особенно выделить какой-нибудь один. В соответствии со счастливой интуицией руководителя, общим их отличительным признаком можно признать стремление достичь смысловой классификации экспериментального материала с помощью целых чисел; с точки зрения квантовой теории это наиболее существенно.

В ходе развития такой области, как квантовая теория, где даже основные понятия прояснялись лишь постепенно, было совершенно неизбежно появление кажущихся противоречий, в то время как отдельные исследователи придавали особый вес разным сторонам вопроса, чтобы там найти стимул к дальнейшей работе. На тогдашней ступени развития квантовой теории было скорее вопросом чутья, в какой степени при ее изложении необходимо подчеркивать отклонения от классических представлений или как далеко надо стремиться рассматривать ее как естественное обобщение этих представлений. Фактически обе эти стороны исследования были неразрывно связаны. Именно постоянное расширение систематики квантовых чисел, с помощью которых Зоммерфельд столь решительно продвинул наше понимание происхождения сериальной структуры спектров и мультиплетного расщепления сериальных линий, дало способ для даль-

* *Sommerfeld und die Atomtheorie.* Naturwiss., 1928, 16, 1036.

нейшего выявления соответствия с классической теорией. Только на последующей ступени развития квантовой теории, когда были разработаны количественные методы, здесь можно было внести окончательную ясность, представляя различные стороны проблемы в полной гармонии.

Достижениями в более узких областях строения атома никоим образом не исчерпывается неустанная и плодотворная деятельность Зоммерфельда по разъяснению интереснейших вопросов, выдвинутых открытием элементарных частиц и развитием квантовой теории. С юношеским воодушевлением отдался он в последнее время проблеме электропроводности металлов, привлекая к ней новую квантовую статистику. Несмотря на большие надежды, которые были в прошлом связаны с классической статистикой, эта проблема устояла перед всеми атаками на нее. Как известно, ему удалось пробить брешь в старых барьерах, открывая этим плодородную область, в которой уже действует множество его последователей. К его шестидесятилетию все физики от всего сердца желают, чтобы он на многие годы сохранил полную силу на благо нашей науки.

Копенгаген

КВАНТ ДЕЙСТВИЯ И ОПИСАНИЕ ПРИРОДЫ*

В истории науки мало таких событий, которые подобно открытию Планком элементарного кванта действия за короткое время одной человеческой жизни привели бы к столь существенным последствиям. Это открытие не только во все возрастающей степени становится основой для упорядочения знаний об атомных явлениях, которые за последние тридцать лет чрезвычайно возросли, но и привело одновременно к полному преобразованию принципов описания явлений природы. Мы здесь встречаемся с непрерывным развитием точек зрения и вспомогательных понятий, начавшимся с основополагающих работ Планка по теории теплового излучения и выразившимся в последние годы в формулировке символической квантовой механики, которую нужно считать естественным обобщением классической механики, с которой она может сравниться по изяществу и внутреннему совершенству.

Однако эта цель была достигнута путем отказа от причинного пространственно-временнóго описания, что составляет отличительную черту классических физических теорий, достигших столь глубокой ясности благодаря теории относительности. В этом отношении квантовая теория была разочарованием, поскольку атомная теория возникла из стремления использовать такой способ описания и для явлений, которые нашим органам чувств не представляются непосредственно как движения материальных тел. Но с давних пор мы были готовы столкнуться именно здесь с тем, что приспособленные к нашим чувствам формы выражения откажутся служить. Теперь мы знаем, что часто выражавшийся скептицизм в отношении реальности атомов был преувеличен, поскольку замечательное развитие искусства экспериментирования уже позволяет выявить действия единичного атома. Тем не менее именно познание выраженной квантом действия ограниченности делимости физических процессов укрепило старое сомнение в правомерности распространения наших обычных форм выражения на атомные явления. Поскольку каждое наблюдение этих явлений связано со взаимодействием, которым нельзя пренебречь, между предметом и средством наблюдения, вопрос о возможностях наблюдения вновь выходит на первый план. В новом освещении мы здесь

* *Wirkungsquantum und Naturbeschreibung.* Naturwiss., 1929, 17, 483—486.

встречаемся с проблемой объективности явлений, которая всегда привлекала большое внимание в философских дискуссиях.

При таком положении вещей не удивительно, что во всех мыслимых применениях квантовой теории всегда рассматриваются существенно статистические задачи. В первоначальных работах Планка необходимость модификации классической сталистической механики с тем, чтобы получить возможность ввести квант действия, лишь намечалась. Этот свойственный квантовой механике характер законов полностью выявился после недавней дискуссии о природе света и составных частях материи. Тогда как в рамках классической теории казалось, что вопрос получил окончательное решение, теперь мы знаем, что как для света, так и для материальных частиц необходимы различного рода представления для всестороннего объяснения явлений и достижения однозначной формулировки статистических законов, управляющих результатами наблюдений. Чем яснее проявляется невозможность единой формулировки содержания квантовой теории с помощью классических представлений, тем больше удивляемся мы счастливой интуиции Планка при выборе названия «квант действия», прямо основанного на отказе от принципа наименьшего действия, центральное место которого в классическом описании природы он сам неоднократно подчеркивал. Этот принцип символизирует, так сказать, своеобразное взаимное симметричное соотношение между пространственно-временным описанием и законами сохранения энергии и импульса, плодотворность которых уже в классической физике обусловливалась тем, что эти законы могли применяться независимо от пространственно-временного рассмотрения явлений. Именно эта взаимность счастливым образом была использована в формализме квантовой механики. Действительно, квант действия входит только в такие соотношения, в которые канонически сопряженные в смысле Гамильтона пространственно-временные величины и импульс-энергия входят в симметричной и взаимной форме. С этим тесно связана и оптико-механическая аналогия, столь замечательно проявившая себя в новейшем развитии квантовой теории.

По самой сущности физического наблюдения все результаты окончательно должны выражаться с помощью классических понятий без кванта действия. Именно поэтому из ограниченности применимости классических представлений неумолимо вытекает, что достигнутые при каждом измерении атомных величин результаты подчиняются им самим присущему ограничению. Далеко идущее разъяснение этого вопроса было достигнуто благодаря сформулированному Гейзенбергом общему квантовомеханическому закону, согласно которому произведение средних ошибок, с которыми одновременно измеряются две канонически сопряженные механические величины, никогда не может быть меньше кванта действия. По праву Гейзенберг сравнил значение этого закона взаимной

неопределенности для оценки непротиворечивости квантовой механики со значением постулата невозможности сверхсветовых скоростей сигналов для непротиворечивости теории относительности. Для оценки известных парадоксов, с которыми мы встречаемся в квантовой теории строения атома, существенно в этой связи напомнить, что свойства атомов всегда наблюдались по их реакции на удар и излучение; что касается обсуждаемого ограничения возможностей измерений, то она прямо связана с теми кажущимися противоречиями, которые были устранены в ходе дискуссии о природе света и материальных частиц. Чтобы подчеркнуть, что здесь не идет речь о настоящих противоречиях, в одной из предыдущих статей автора[1] было предложено название «дополнительность». Имея в виду упомянутую выше появляющуюся уже в классической механике симметрию, термин «дополнительность» более целесообразен для выражения смысла обсуждаемого положения вещей. В конце названной статьи указывалось на тесную связь обусловленного невозможностью строгого разделения явлений и средств наблюдения пересмотра наших представлений с теми общими границами человеческих возможностей к образованию понятий, которые связаны с различием между субъектом и объектом. Хотя рассматриваемые здесь теоретико-познавательные и психологические вопросы, по-видимому, выходят за рамки собственно физики, я себе позволю по этому особому случаю несколько подробнее остановиться на этих мыслях.

Теоретико-познавательная проблема, о которой идет речь, характеризуется коротко тем, что, с одной стороны, описание нашей мыслительной деятельности требует противопоставления объективно заданного содержания и мыслящего субъекта, а с другой, как уже ясно, — что нельзя строго разграничить объект и субъект, поскольку последнее понятие также принадлежит к содержанию. Из такого положения вещей следует не только относительность зависящего от произвола при выборе точки зрения значения каждого понятия или, вернее, каждого слова; мы должны вообще быть готовыми к тому, что всестороннее освещение одного и того же предмета может потребовать различных точек зрения, препятствующих однозначному описанию. Строго говоря, глубокий анализ любого понятия и его непосредственное применение взаимно исключают друг друга. В необходимости прибегнуть к дополнительному в этом смысле или, вернее, взаимному способу описания нас особенно убедили психологические проблемы. В противоположность им характерной чертой так называемых точных наук считали стремление достичь однозначности, избегая каких-либо указаний об исследующем субъекте. Это стремление, пожалуй, наиболее сознательно проявляется в математической символике, в которой мы видим идеал объективности; вряд ли можно устано

[1] N. Bohr. Naturwiss., 1928, 16, 245 (статья 32).

вить границы ее достижениям в каждой замкнутой области применения логики. Но в собственно естествознании не может идти речь о строго замкнутой области применения принципов логики, поскольку мы постоянно должны учитывать вновь поступающие сведения, включение которых в рамки прежних знаний может потребовать ревизии наших мыслительных вспомогательных средств.

Подобную ревизию мы пережили недавно в связи с возникновением теории относительности, которая благодаря существенно углубленному анализу проблемы наблюдения открыла субъективный характер всех понятий классической физики. Несмотря на высокие требования, которые она предъявляет к нашей способности абстрагирования, теория относительности тем не менее в особенно значительной степени приближается к классическому идеалу о едином и причинном описании природы. Сохраняется прежде всего представление объективной реальности подлежащих изучению явлений. Как подчеркивал Эйнштейн, в основе всей теории относительности лежит допущение, что каждое наблюдение основано на встрече предмета и измеряющего тела в одной пространственно-временно́й точке, а следовательно, оно может быть определено независимо от системы отсчета наблюдателя. Но после открытия кванта действия мы уже знаем, что классический идеал недостижим при описании атомных процессов. Любая попытка пространственно-временно́го упорядочения индивидуумов вызывает разрыв причинной цепочки, связанный с непренебрежимым обменом импульсом и энергией с используемыми для измерения масштабами и часами, причем обмен не поддается расчету, когда эти средства измерения достигают цели. Наоборот, любой основанный на строгом сохранении энергии и импульса однозначный вывод о динамическом поведении индивидуумов потребует, очевидно, полного отказа от определения их положения в пространстве и времени. Вообще можно сказать, что целесообразность причинного пространственно-временно́го описания при рассмотрении обычных опытов основана только на малой величине кванта действия по сравнению с действиями, обычно встречаемыми в измерениях. Открытие Планка поставило нас здесь в такое же положение, какое было вызвано открытием конечности скорости света; целесообразность требуемого нашим образом мышления резкого различения пространства и времени основана исключительно на малости скоростей, с которыми мы обычно имеем дело, по сравнению со скоростью света. Фактически нельзя забывать о взаимности результатов измерений при рассмотрении вопроса о причинности атомных явлений так же, как нельзя забывать об относительности наблюдений при рассмотрении вопроса об одновременности.

При отказе от стремления к наглядности, накладывающей отпечаток на всю нашу речь, — а к нему толкает существующая ситуация, — особенно поучительно, что уже простые психологические опыты дают

основания не только для релятивистского, но и для взаимного способа описания. Относительности наших сведений о движении, которую каждый из нас освоил еще с детства на примере перемещения корабля или вагона, соответствуют повседневные опыты относительно взаимности данных, получаемых от прикосновения. Здесь нужно напомнить о часто приводимом психологами ощущении, переживаемом всеми при попытках ориентироваться на ощупь в темной комнате с помощью палки. Тогда как в случае, если держать палку свободно, мы чувствуем ее как внешний предмет, при крепком обхвате чувство чужого тела теряется и ощущение соприкосновения локализуется непосредственно в точке, где палка соприкасается с исследуемым телом. Вряд ли будет преувеличением, если уже из психологических опытов заключить, что понятия пространства и времени в сущности приобретают определенный смысл лишь благодаря тому, что можно пренебречь взаимодействием со средствами измерения. Анализ чувственных ощущений вообще показывает заслуживающую внимания независимость психологических основ восприятий от пространства и времени, с одной стороны, и, имея в виду восприятия, обусловленные действием сил, от энергии и импульса, с другой.

Но прежде всего эта область была охарактеризована соотношениями взаимности, которые связаны с единым характером сознания и поразительно напоминают физические следствия существования кванта действия. Речь идет здесь об общеизвестных особенностях мира ощущений (Fühllebens) и решений воли (Willenlebens), которые совершенно не поддаются наглядному представлению. Кажущееся противоречие между непрерывным прогрессом обобщенного мышления и сохранением индивидуальности личности находит впечатляющую аналогию в отношении между обусловленным принципом суперпозиции волновым описанием поведения материальных частиц и их сохраняющейся индивидуальностью. Неизбежное влияние на атомные явления при их наблюдении соответствует здесь хорошо известному изменению оттенка психических событий, сопровождающее переход внимания от одного его элемента к другому.

Позволю себе еще кратко остановиться на соотношении между психическими закономерностями и проблемой причинности физических явлений. При рассмотрении контраста между ощущением свободной воли, господствующей в духовной жизни, и кажущейся непрерывающейся причинной зависимостью сопровождающих ее физиологических процессов, мыслителям не пришло в голову, что здесь может идти речь о невыявленной дополнительности. Чаще защищалось мнение, что практически невозможное, но мыслимое детальное прослеживание процессов в мозгу может выявить причинную цепочку, дающую однозначное отображение ощущаемых психических событий. Подобный мысленный эксперимент выступает теперь в новом свете, поскольку после открытия кванта действия мы знаем, что детальное причинное прослеживание атомных процес-

сов невозможно и что каждая попытка познать такой процесс сопровождается принципиально неконтролируемым вмешательством в его ход. Согласно высказанному взгляду относительно соотношения между явлением в мозгу и психическими событиями мы должны быть готовы признать, что попытка наблюдать процессы в мозгу должны внести существенные изменения сопровождающего их ощущения воли. Хотя здесь речь идет только о более или менее подходящей аналогии, мы с трудом избавляемся от убеждения, что в привнесенном квантовой теорией недоступном нашим обычным воззрениям обстоятельстве мы получили средство для освещения самых общих вопросов человеческого мышления.

Специфичность обстоятельств может служить оправданием тому, что физик вторгся в чужую для него область. В мои намерения прежде всего входило раскрыть перспективы, открывшиеся перед общим естествознанием благодаря открытию Планка. Мне хотелось также по мере сил и возможностей подчеркнуть следующие из новых данных потрясения тех основ способов образования понятий, на которых покоится не только классическое изложение физики, но и наш обычный образ мыслей. Именно достигнутому таким путем освобождению мы обязаны тем замечательным прогрессом в понимании явлений природы, который был достигнут на протяжении последнего времени; этот успех превзошел все надежды, которые высказывались еще несколько лет назад. Современное положение физики, возможно, лучше всего характеризуется тем, что почти все идеи, которые когда-либо в естествознании показали себя результативными, получили свои права во всеобщей гармонии, не теряя при этом в плодотворности. В благодарность за те возможности работать, которые он нам подарил, его коллеги чествуют сегодня создателя квантовой теории.

ТЕОРИЯ АТОМА И ПРИНЦИПЫ ОПИСАНИЯ ПРИРОДЫ *

Воспринимаемые нами явления природы часто представляются изменчивыми и неопределенными. Для объяснения этого факта с давних пор принималось, что все явления являются результатом совместного действия очень большого числа элементарных частиц, так называемых атомов, которые сами постоянны и неизменны, но в силу малых размеров не поддаются непосредственному наблюдению. Совершенно независимо от принципиального вопроса, вправе ли мы требовать в этой области наглядных образов, теория атома первоначально должна была иметь гипотетический характер; при этом были склонны думать, что этот характер сохранится, поскольку по самой природе вещей невозможно ознакомиться с миром атома. Но здесь произошло то же, что и в других областях: развитие экспериментальной техники все дальше отодвигает пределы возможности наблюдения. Вспомним хотя бы познание строения Вселенной, достигнутое с помощью телескопа и спектроскопа, или проникновение благодаря микроскопу в тонкую структуру живых организмов. Необычайное развитие искусства физического эксперимента позволило нам познакомиться с большим числом явлений, дающих прямые свидетельства о движениях атомов и их количестве. Мы знаем даже такие явления, о которых с уверенностью можно сказать, что они вызваны действиями одного-единственного атома или даже одной его части. И хотя можно отбросить всякое сомнение в реальности атомов и, даже больше, нам известны подробные данные об их внутреннем строении, мы постоянно сталкиваемся с естественным ограничением наших способов созерцания. Именно это положение я и попытаюсь раскрыть.

Время не позволяет мне здесь подробно описать тот огромный прогресс, который был достигнут в рассматриваемой области благодаря открытию катодных лучей, рентгеновых лучей и радиоактивных веществ. Я ограничусь напоминанием тех основных характеристик картины строения атома, которые были получены благодаря этим открытиям. Общей

* *Die Atomtheorie und die Prinzipien der Naturbeschreibung.* Naturwiss., 1930, 18, 73—78.

структурной единицей атомов всех веществ являются так называемые электроны, отрицательно заряженные легкие частицы, удерживаемые в атоме притяжением значительно более тяжелого положительно заряженного ядра. Масса ядра определяет атомный вес вещества, но в остальном ее влияние на свойства вещества достаточно ограничено. Эти свойства определяются в первую очередь электрическим зарядом ядра, который всегда равен целому кратному заряда электрона. Целое число, показывающее, сколько электронов имеется в нейтральном атоме, равно атомному номеру, т. е. порядковому номеру данного элемента в периодической системе, в которой ясно выражаются своеобразные родственные связи элементов в отношении физических и химических свойств. Такое понимание атомного номера означает важный шаг к решению задачи, которая долгое время оставалась смелой мечтой естествознания, а именно, к осознанию роли целых чисел в закономерностях природы.

В ходе этого развития основные представления теории атома претерпели, разумеется, известные изменения. Предположение о неизменности атома сменилось предположением о постоянстве его частей. Исключительное постоянство элементов основано на том, что в обычных физических и химических процессах не затрагивается атомное ядро; меняется только характер связи электронов в атоме. Тогда как все опыты подтверждают допущение о неизменных электронах, постоянство атомного ядра более ограничено. Характерное излучение радиоактивных веществ является свидетельством распада атомного ядра, при котором испускаются электроны или положительно заряженные ядерные частицы большой энергии. По всем данным, этот распад происходит без внешнего влияния. Если задано некоторое число атомов радия, то можно сказать, что существует определенная вероятность распада известной части атомов за одну секунду. К встречающемуся здесь характерному отказу от причинного способа описания, полностью соответствующему основным чертам современного описания атомных явлений, мы еще вернемся. Пока я только напомню еще о важном открытии Резерфорда, что расщепление ядра может быть вызвано при определенных обстоятельствах и внешним воздействием. Как известно, ему удалось показать, что атомные ядра устойчивых элементов можно расщепить при их бомбардировке частицами, испускаемыми радиоактивными ядрами. С этого первого примера изменения человеком основных химических элементов началась новая эпоха в истории естествознания. Здесь для физики открывается совершенно новое поле деятельности: исследование внутреннего строения атомных ядер. Я не буду останавливаться подробно на открывающихся в связи с этим перспективах, но ограничусь лишь изложением тех заключений, которые были сделаны при попытках достичь объяснения обычных физических и химических свойств элементов на основе рассмотренных представлений об атомах.

На первый взгляд может казаться, что решение поставленной задачи очень просто. Картина атома, о которой идет речь, представляется миниатюрной механической системой, во многом напоминающей нашу планетную систему, при описании которой механика оказалась столь плодотворной, дав нам важный пример выполнения требований принципа причинности. Если известны положение и движение планет в заданный момент времени, то можно с неограниченной точностью вычислить их положение и движение в каждый последующий момент. Возможность выбрать при таком механическом описании произвольное начальное состояние ставит теорию атома перед большими трудностями. Если необходимо учитывать бесконечное множество постоянно меняющихся состояний движения, мы приходим в прямое противоречие с данными об определенных свойствах элементов. Можно было бы думать, что свойства элементов дают указания не о поведении единичного атома и что мы всегда имеем дело со статистическими закономерностями для усредненного поведения многих атомов. Механическая теория тепла, которая не только позволяет отдавать себе отчет об основных законах учения о теплоте, но и дает понимание многих общих свойств элементов, является широко известным примером плодотворности статистического механического описания в атомной теории. Но элементы обладают и другими свойствами, которые дают возможность получить прямые выводы о состоянии движения внутриатомных частиц. Прежде всего нужно принять, что свойства света, испускаемого атомами элементов при определенных обстоятельствах и являющегося характерным для каждого элемента, существенно определяются процессами, происходящими в отдельном атоме. Согласно электромагнитной теории света можно бы ожидать, что подобно тому, как радиоволны свидетельствуют об электрических колебаниях, происходящих в установках радиостанции, частоты отдельных линий характеристического спектра элементов сообщают сведения о движении электронов в атоме. Но для осмысливания этих сведений механика не дает достаточных оснований; вследствие упомянутых возможностей изменения механического состояния движения мы не в состоянии понять появление резких спектральных линий.

Это отсутствующее при обычном описании природы звено, которое, очевидно, обусловлено поведением атома, было получено после открытия Планком так называемого кванта действия. Исходным пунктом этого открытия послужили явления теплового излучения, общий, не зависящий от природы данного вещества характер которых дал возможность установить границы применения механической теории тепла и электромагнитной теории излучения. Именно неприменимость этих теорий для описания явлений теплового излучения и привела Планка к познанию одной из не замеченных ранее черт законов природы, которая не проявляется непосредственно в обычных физических явлениях, но привела

к перевороту при описании тех процессов, которые связаны с отдельным атомом. В противоположность свойственным обычному описанию природы требованиям непрерывности неделимость кванта действия привела к введению существенного элемента прерывности при описании атомных процессов. Насколько трудно было привести в соответствие новые знания с кругом наших обычных физических представлений, видно особенно ясно во вновь начатой Эйнштейном в связи с объяснением фотоэффекта дискуссии по вопросу о природе света. Судя по прежним данным, этот вопрос получил полное решение в электромагнитной теории света. Современное положение характеризуется тем, что мы, видимо, вынуждены выбирать между двумя противоречащими друг другу картинами распространения света: одна основана на представлении о световых волнах, другая — на корпускулярных представлениях квантовой теории света; каждая из них выявляет существенные, но различные стороны восприятия. В дальнейшем мы увидим, что эта кажущаяся дилемма является выражением связанного с квантом действия ограничения наших форм созерцания; это ограничение выявляется при детальном анализе применимости основных физических понятий для описания атомных явлений.

Открытие Планка удается сделать плодотворным для объяснения свойств элементов на основании наших знаний о составляющих частях атома только путем известного отречения от обычных требований наглядности и причинности. Принимая за основу неделимость кванта действия, автор настоящей работы предложил представить каждое изменение состояния атома как индивидуальный процесс, который нельзя описать более детально и в ходе которого атом переходит из одного так называемого стационарного состояния в другое. Согласно этому воззрению спектры элементов не дают сведений непосредственно о движении частиц в атоме; каждая отдельная спектральная линия принадлежит одному переходу между двумя стационарными состояниями, а произведение кванта действия на частоту дает изменение энергии атома при этом переходе. Этим путем удается достичь простой трактовки общих эмпирических спектральных закономерностей Бальмера, Ридберга и Ритца. Названное воззрение о происхождении спектров получило и непосредственное подтверждение в известных опытах Франка и Герца, изучавших соударения атомов со свободными электронами. Количества энергии, которые при таких соударениях могут передаваться, как раз оказались равными вычисленным по спектру разностям энергии тех стационарных состояний, в которых атом находился до и после удара. Вообще такая точка зрения способствует непротиворечивому пониманию экспериментального материала; но непротиворечивость достигается только ценой отказа от более подробного описания отдельного процесса перехода. Мы здесь так далеко отходим от причинного описания, что каждому атому в стационарном состоянии мы предоставляем свободный выбор между различными возмож-

ностями перехода в другие стационарные состояния. Осуществление единичных процессов по самой сути вещей может рассматриваться только с вероятностной точки зрения. Такое положение, как показал Эйнштейн, имеет глубокое сходство с условиями, которые встречаются при спонтанном радиоактивном распаде.

Характерной чертой обсуждаемого взгляда на проблему строения атома является широкое применение целых чисел, которые как раз и играют существенную роль в эмпирических спектральных закономерностях. Так, классификация стационарных состояний основывается кроме атомного номера на так называемых квантовых числах, в систематику которых большой вклад внес Зоммерфельд. Эта точка зрения в дальнейшем позволила понять свойства элементов и их родство на основе представлений о строении атома. Может, очевидно, казаться поразительным, что такое описание стало возможным, несмотря на отмеченное здесь сильное отклонение от обычных физических представлений, поскольку все наши знания о составных частях атома покоятся именно на этих представлениях. Ведь любое использование понятий массы и электрического заряда равносильно ссылке на механические и электродинамические закономерности. Доводом полезности применения таких понятий вне пределов области применимости классической физики является требование непосредственного перехода квантово-теоретического описания в обычное в тех случаях, когда можно пренебрегать квантом действия. Попытки применять в квантовой теории каждое классическое понятие в таком толковании, чтобы удовлетворить этому требованию, не приходя вместе с тем в противоречие с постулатом неделимости кванта действия, нашли свое выражение в так называемом принципе соответствия. Но проведение описания, строго удовлетворяющего принципу соответствия, потребовало преодоления многих трудностей, и только в последние годы удалось развить замкнутую квантовую механику, которая может считаться естественным обобщением классической механики и в которой причинное описание последней заменено принципиально статистическим описанием.

Решающий шаг в достижении этой цели сделал молодой немецкий физик Вернер Гейзенберг. Он показал, как можно последовательно заменить обычные представления о движении формальным применением законов движения классической механики, причем квант действия входит только в определенные правила расчета символов, заменяющих механические величины. Однако этот глубокий подход к проблемам квантовой теории предъявляет большие требования к нашей способности абстрактного мышления; поэтому открытие новых вспомогательных средств, которые, несмотря на свой формальный характер, идут навстречу нашей потребности в наглядности, имеет неоценимое значение для развития и понимания квантовой механики. Я имею в виду введенные Луи

де Бройлем представления о волнах материи, которые Шредингер сумел сделать столь плодотворными в первую очередь в связи с понятием о стационарном состоянии, квантовое число которого определяется числом узлов стоячих волн, представляющих данное состояние. Отправным пунктом для де Бройля была очень важная уже для развития классической механики аналогия между законами распространения света и движения материальных тел. Фактически волновая механика естественно подобна названной выше эйнштейновской квантовой теории света. Как и там, здесь не идет речь о замкнутой системе представлений, а, как подчеркнул Борн, о вспомогательном средстве для формулировки статистических законов, управляющих атомными процессами. Конечно, подтверждение представления о волнах материи прекрасными опытами по отражению электронов от металлической решетки имеет столь же решающее значение, как и доказательство волновой природы распространения света. Мы должны все-таки помнить, что применение волн материи ограничивается явлениями, в описание которых существенно входит квант действия, а следовательно, они лежат вне области, где может идти речь об осуществлении причинного описания в соответствии с нашими обычными представлениями и где таким словам, как природа материи и света, приписывается обычный смысл.

С помощью квантовой механики мы овладели обширной областью исследований; важнее всего, что мы оказались в состоянии описать в деталях многие физические и химические свойства элементов. В самое последнее время стало возможным объяснить даже радиоактивный распад, причем эмпирические вероятностные законы, управляющие этими процессами, оказались прямыми следствиями характерного для квантовой теории статистического способа рассмотрения. Это объяснение является особенно поучительным примером как плодотворности, так и формального характера волновых представлений. С одной стороны, здесь мы имеем дело с вопросом, который прямо примыкает к обычным представлениям о движении, поскольку вследствие большой энергии испускаемых атомным ядром частиц их пути можно наблюдать непосредственно. С другой стороны, обычные механические представления приводят нас в тупик при описании самого процесса распада, поскольку силовое поле, окружающее ядро, согласно этим представлениям должно препятствовать удалению частиц из ядра. В квантовой механике положение иное; здесь силовое поле является барьером, от которого бóльшая часть волн отражается, но для небольшой части этих волн барьер прозрачен. Та доля волн, которая проникает сквозь барьер за определенное время, дает нам меру вероятности распада ядра за это время. Вряд ли можно осветить более ярко, как трудно говорить о природе материи без упомянутой оговорки.

В квантовой теории света встречаем подобное же отношение между нашими наглядными вспомогательными средствами и вычислением веро-

ятности осуществления светом наблюдаемых действий. В соответствии с классическими электромагнитными представлениями свету нельзя приписывать собственно материальную (вещественную) природу, хотя наблюдение действия света всегда связано с переходом части энергии и импульса к материальным частицам. Ощутимое преимущество квантовых представлений о свете состоит главным образом в том, что они помогают учитывать сохранение энергии и импульса. Вообще характерной чертой квантовой механики является возможность использования законов сохранения энергии и импульса, несмотря на ограничение классических и электромагнитных представлений. Эти законы в известном смысле составляют противоположность лежащим в основе теории атома допущениям о постоянстве материальных частиц, которые, несмотря на отказ квантовой теории от представлений о движении, строго сохраняются. Фактически необходимость принципиально статистического способа описания атомных явлений вытекает из более детального изучения сведений, которые мы могли получить о них прямыми измерениями, и смысла, который можно приписать в связи с этим основным физическим понятиям.

С одной стороны, мы должны думать, что понимание этих понятий всецело связано с обычными физическими представлениями. Так, например, любое указание на пространственно-временные соотношения основано на постоянстве элементарных частиц, так же как законы сохранения энергии и импульса являются основой любого использования понятий энергии и импульса. С другой стороны, постулат неделимости кванта действия является для классических представлений совершенно чуждым элементом, требующим при измерениях не только конечного взаимодействия между объектом и измерительным прибором, но и известной свободы при учете этого взаимодействия. Вследствие этого каждое измерение, преследующее цель упорядочить элементарные частицы в пространстве и времени, приводит к отказу от познания обмена энергией и импульсом между частицами и масштабами и часами, использованными в качестве системы отсчета. Подобным же образом любое определение энергии и импульса частиц приводит к отказу от прослеживания их в пространстве и во времени. Следовательно, вытекающее из самой сути измерения применение классических понятий в обоих случаях заранее связано с отказом от строго причинного описания. Такие рассуждения непосредственно ведут к установленному Гейзенбергом соотношению неопределенности, положенному им в основу обстоятельного исследования непротиворечивости квантовой механики. Принципиальная неопределенность, с которой мы здесь встречаемся, является, как показал автор, прямым выражением абсолютного ограничения применимости наших наглядных представлений при описании атомных явлений. Оно выявилось в кажущейся дилемме, с которой мы встретились в вопросе о природе света и материи.

Этот вынужденный отказ от наглядности и причинности при описании атомных явлений, возможно, будет воспринят как крушение надежд, возлагавшихся вначале на теорию атома. Тем не менее с точки зрения современных взглядов мы должны приветствовать этот отказ как существенный прогресс нашего познания. Речь не идет об отказе от общих основных принципов естествознания в тех областях, в которых мы с полным правом рассчитываем на их поддержку. Открытие кванта действия не только указывает естественные границы классической физики; оно приводит естествознание в совершенно новое состояние, когда старый философский вопрос об объективном существовании явлений независимо от наших наблюдений ставится в совсем иной плоскости. Как мы видели, каждое наблюдение требует вмешательства в ход процесса, что подрывает основу причинного описания. Определенные самой природой границы возможности говорить о самостоятельных явлениях находят, по-видимому, свое выражение в формулировке квантовой механики. Однако ее нельзя воспринимать как препятствие для дальнейшего развития; мы должны лишь быть подготовленными ко все более глубокому абстрагированию от обычных требований непосредственной наглядности в описании природы. Новых сюрпризов можно ожидать прежде всего в той области, где встречаются квантовая механика и теория относительности, поскольку здесь на пути полного слияния результатов, добытых этими теориями, лежат не решенные еще трудности.

Я рад случаю подчеркнуть, хотя и в конце доклада, большое значение созданной Эйнштейном теории относительности для нового развития физики в смысле ее освобождения от требований наглядности. Теория относительности научила нас, что целесообразность требуемого нашими чувствами резкого разделения пространства и времени основана только на том, что обычно встречаемые скорости малы по сравнению со скоростью света. Можно говорить, что открытие Планка подобным же образом привело к пониманию того, что целесообразность причинной точки зрения обусловливалась малостью кванта действия по сравнению с теми действиями, которые встречаются в обычных явлениях. В то время как теория относительности напоминала о субъективном, существенно зависящем от точки зрения наблюдателя характере всех физических явлений, вытекающая из квантовой теории неразрывная связь атомных явлений с их наблюдением, при использовании наших средств выражения, принуждает нас к проявлению такой же осторожности, как и в психологических проблемах, где нас беспрестанно подстерегает трудность разграничения объективного содержания от наблюдающего субъекта. Не опасаясь быть ложно понятым, будто я намерен ввести некоторую мистику, не имеющую ничего общего с духом науки, хочу указать здесь на своеобразный параллелизм, существующий между возобновленной дискуссией о реальности причинных законов и издавна продолжающейся дискуссией о свободе

воли. В то время как чувство свободы воли господствует в духовной жизни, требование причинности лежит в основе упорядочения ощущений. Вместе с тем в обоих случаях имеем некоторую идеализацию, естественные границы которой можно изучить более детально и которая означает, что чувство свободы воли и требование причинности одинаково незаменимы в отношениях между субъектом и объектом; это составляет ядро проблемы познания.

В таком представительном собрании естествоиспытателей[1] прежде, чем закончить, необходимо затронуть вопрос о том, что может дать новейшее развитие наших знаний об атомных процессах для проблемы живого организма. Хотя еще невозможно дать исчерпывающий ответ на такой вопрос, можно все-таки наметить некоторую связь между этими проблемами и кругом представлений квантовой теории. Первое указание в этом направлении мы видим в том, что лежащие в основе чувственных ощущений взаимодействия между организмами и средой могут быть при некоторых обстоятельствах так малы, что их можно будет сравнить с величиной кванта действия. Как уже часто наблюдалось, для получения ощущений зрения достаточно уже нескольких световых квантов. Мы видим, следовательно, что потребность организмов в самостоятельности и чувствительности удовлетворяется здесь до внешних, согласующихся с законами природы границ. Надо быть готовым к тому, что и в других решающих для постановки биологических проблем пунктах мы встретимся с такими же соотношениями. Но как только встречающиеся физиологические явления утончены до указанных границ, мы сразу же подходим к границам возможности однозначного описания с помощью наших обычных наглядных представлений. Это ни в коей мере не противоречит тому факту, что живые организмы ставят много проблем, лежащих в сфере действия наших представлений; они образуют область плодотворного приложения наших физических и химических воззрений. Мы и не видим непосредственных границ применимости этих воззрений. Подобно тому как в принципе нет необходимости различать течение воды по трубам и крови по кровеносным сосудам, нельзя заранее ожидать глубокого принципиального различия между передачей раздражений в нервах и электропроводностью металлов. Во всяком случае для всех подобных задач верно, что любое частное их описание приводит в область теории атома. Что касается электричества, то как раз в последние годы удалось узнать, что лишь свойственное квантовой теории ограничение наглядных представлений о движении позволяет понять, каким образом электроны в состоянии перемещаться между атомами металла. Но такой углубленный способ описания этих явлений вовсе не нужен, если речь идет только

[1] Доклад был прочитан 26 августа 1929 г. на открытии 18-го Скандинавского собрания естествоиспытателей в Копенгагене. — *Прим. ред.*

о том, чтобы принимать в расчет действия, которые проявятся впредь. В более глубоких биологических проблемах, где речь идет о свободе и приспособляемости живых организмов в их реакции на внешние воздействия, надо учитывать, что познание дальнейших взаимозависимостей сделает необходимым учет обстоятельств, обусловленных ограничением причинного описания атомных явлений. Впрочем, уже вследствие неотделимой связи сознания с живым организмом мы должны спокойно воспринять, что проблема разделения живого от неживого не поддается пониманию в обычном смысле слова. Оправданием вторжению физика в подобные вопросы, по-видимому, может служить то обстоятельство, что возникшая в физике новая ситуация столь убедительно напоминает старую истину: все мы являемся свидетелями и участниками великой картины бытия.

МАКСВЕЛЛ И СОВРЕМЕННАЯ ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА*

Я чувствую себя польщенным тем, что мне предоставлена возможность отдать дань уважения памяти Джемса Клерка Максвелла, создателя электромагнитной теории, которая имеет такое существенно важное значение для работы каждого физика. В связи с этим юбилеем мы слышали выступления главы Тринити-колледжа и Дж. Лармора, которые очень авторитетно и обаятельно говорили об удивительных открытиях Максвелла и о его личности, а также о традиции, сохраняемой здесь, в Кембридже, и связывающей жизнь и труды Максвелла с нашим временем. Хотя в мои ранние учебные годы я имел огромную привилегию пользоваться чарами Кембриджа и вдохновляться влиянием английских физиков, боюсь, что мне не удастся добавить что-нибудь достаточно интересное в этом отношении. Но мне, конечно, доставляет огромное удовольствие приглашение сказать несколько слов о связи между трудами Максвелла и последующим развитием атомной физики.

Я не буду говорить о фундаментальном вкладе Максвелла в развитие статистической механики и кинетической теории газов, о чем уже говорил профессор Планк, особенно в части плодотворного сотрудничества Максвелла с Больцманом. Я намерен только сделать несколько замечаний о применении электромагнитной теории к проблеме строения атома, где теория Максвелла не только была исключительно плодотворна в истолковании явлений, но дала максимум того, что может дать какая бы то ни было теория, а именно способствовала различным предположениям и управляла развитием за пределами ее первоначальной применимости.

Я должен, конечно, быть весьма кратким в обсуждении применений идей Максвелла к атомной теории, что само по себе составляет целую главу физики. Я только напомню, с каким успехом идея об атомной природе электричества была включена в теорию Максвелла Лармором и Лоренцем и в особенности как с ее помощью были объяснены явления дисперсии, в том числе замечательные особенности эффекта Зеемана. Я хотел бы также упомянуть о существенном вкладе в электронную теорию магнетизма, внесенном профессором Ланжевеном, которого, к сожалению, нет среди нас сегодня. Но больше всего я думаю в этой

* *Maxwell and Modern Theoretical Physics.* Nature, 1931, 128, 691, 692.

связи о влиянии идей Максвелла на Дж. Томсона в его основополагающем труде по электронному строению материи — начиная с основной идеи об электромагнитной массе электрона и кончая его знаменитым методом подсчета электронов в атоме посредством рассеяния рентгеновских лучей, сохранившим свое значение до настоящего времени.

Развитие атомной теории, как известно, скоро вывело нас за пределы прямого и последовательного применения теории Максвелла. Однако я должен подчеркнуть, что именно возможность анализа явлений излучения благодаря электромагнитной теории света привела к признанию существенно новых особенностей в законах природы. Фундаментальное открытие кванта действия Планком заставило радикально пересмотреть все наши представления в естественных науках. И все же при таком положении теория Максвелла продолжала оставаться ведущей теорией. Так, соотношение между энергией и импульсом излучения, которое следует из электромагнитной теории, нашло применение даже в объяснении комптон-эффекта, для которого идея фотона Эйнштейна оказалась таким подходящим средством учета заметного отклонения от классических представлений. Теория Максвелла не перестала использоваться в качестве направляющего начала и на позднейшей стадии развития атомной теории. Хотя фундаментальное открытие Резерфордом атомного ядра, приведшее к замечательному завершению наших представлений об атоме, ярче всего обнаружило ограниченность обычной механики и электродинамики, единственным путем развития в этой области осталось сохранение возможно более тесного контакта с классическими идеями Ньютона и Максвелла.

На первый взгляд может показаться, что здесь необходимо было какое-то существенное видоизменение теории Максвелла, и было даже предложено добавить новые члены к знаменитому уравнению Максвелла для электромагнитного поля в свободном пространстве. Но теория Максвелла оказалась слишком последовательной и слишком изящной, чтобы допускать такого рода модификацию. Может только возникнуть вопрос об обобщении теории в целом или, скорее, о переводе ее на новый физический язык, приспособленный для того, чтобы учесть существенную неделимость элементарных процессов таким образом, чтобы каждая черта теории Максвелла нашла соответствующую черту в новом формализме. За последние несколько лет эта цель действительно была в значительной степени достигнута замечательным развитием новой квантовой механики или квантовой электродинамики, связанной с именами де Бройля, Гейзенберга, Шредингера и Дирака.

Когда приходится слышать, как физики в наши дни толкуют об электронных волнах и о фотонах, может показаться, пожалуй, что мы полностью оставили почву, на которой стояли Ньютон и Максвелл. Но, я думаю, мы все согласимся, что такие понятия, как бы плодотворны они ни были, не могут никогда представлять что-либо большее, чем

удобное средство выражения следствий квантовой теории, которые не могут быть представлены обычным способом. Не следует забывать, что только классические идеи материальных частиц и электромагнитных волн имеют недвусмысленную область применимости, между тем как понятия фотона и электронных волн его не имеют. Их применение существенно ограничивается случаями, в которых, учитывая существование кванта действия, невозможно рассматривать наблюдаемые явления как независимые от приборов, применяемых для их наблюдения. Мне хочется в качестве примера назвать наиболее яркое применение идей Максвелла, а именно передачу электромагнитных волн без проводов. Было бы чистым формализмом говорить о том, что эти волны состоят из фотонов, так как условия, при которых мы управляем передачей и приемом радиоволн, исключают возможность определения числа фотонов, которое они должны содержать. В таком случае мы можем сказать, что всякие следы идеи фотона, которая по существу связана с перечислением элементарных процессов, совершенно исчезли.

Вообразим на минуту в качестве иллюстрации, что новейшие экспериментальные открытия эффектов электронной дифракции и фотонов, которые так хорошо укладываются в символизм квантовой механики, были сделаны до работ Фарадея и Максвелла. Конечно, такое положение немыслимо, поскольку истолкование рассматриваемых экспериментов существенно основано на понятиях, созданных трудами этих ученых. Тем не менее позвольте принять такую воображаемую точку зрения и спросить: каково было бы в этом случае состояние науки? Я думаю, не будет преувеличением сказать, что мы были бы дальше от непротиворечивого взгляда на свойства и света, чем Ньютон и Гюйгенс. В самом деле, мы должны осознать, что недвусмысленное истолкование любого измерения должно быть по существу выражено в терминах классических теорий, и мы можем сказать, что в этом смысле язык Ньютона и Максвелла останется языком физиков на все времена.

Я не думаю, что это подходящий случай для того, чтобы входить в дальнейшие подробности относительно этих проблем, и для того, чтобы обсуждать новые взгляды. Однако в заключение я с удовольствием отмечаю то громадное напряжение, с которым весь научный мир следит за исследованиями в совершенно новой области экспериментальной физики, а именно за исследованиями внутреннего строения ядра, которые сейчас проводятся в Максвелловской лаборатории под великим руководством теперешнего кавендишского профессора (Э. Резерфорда. — *Ред.*). В том факте, что никто и здесь, в Кембридже, не склонен забывать трудов Ньютона и Максвелла, мы видим, пожалуй, лучший залог непременного успеха этих попыток. Даже если мы должны быть готовы к дальнейшему отказу от ставших привычными физических представлений, основные понятия физики, которыми мы обязаны великим учителям, несомненно окажутся незаменимыми также и в этой новой области физики.

ХИМИЯ И КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ СТРОЕНИЯ АТОМА*[1]

С чувством глубокой признательности я принимаю любезное приглашение Химического общества прочитать эту лекцию в память о великом гении, которому мы обязаны столь большой частью общих основ, на которых базируется сегодня физика и химия. В самом деле, работы Фарадея могут рассматриваться как символ тесной связи этих наук, резкая граница между которыми теперь исчезает вследствие быстрого проникновения в атомную структуру материи. Своеобразная черта большого современного прогресса в этой области состоит не только в плодотворном взаимном влиянии химических и физических исследований; может даже казаться, что слияние образа мышления, с которым физики и химики подходят к изучению законов природы, является существенным для соответствующей оценки того положения, с которым столкнулось современное развитие атомной теории.

Ведущая идея в физической теории, несомненно, заключается в том, чтобы искать первопричину всех явлений природы в относительных смещениях материальных тел; в то же время можно сказать, что предмет химии составляет изучение тех превращений веществ, которые не поддаются простому наглядному описанию в терминах смещений. Как известно, атомистические идеи возникли как раз в стремлении восполнить пробел в этих различных направлениях исследований. Таким образом, мне не нужно напоминать вам, что на современном этапе развития науки, существование атомов является более чем плодотворной гипотезой. Большое число физических и химических открытий дало нам прямые доказательства существования отдельных атомов и мы теперь обладаем несколькими методами определения числа молекул в каком-либо

* *Chemistry and Quantum Theory of Atomic Constitution.* J. Chem. Soc., 1932, 134, 349—384.

[1] Данная статья, публикация которой задержалась по непредвиденным обстоятельствам, представляет собой переработку Фарадеевской лекции автора, план и основное содержание которой было сохранено, в то время как был добавлен ряд деталей, опущенных при чтении лекции. (Лекция прочитана в Химическом обществе 8 мая 1930 г. — *Ред.*).

теле с большой точностью. Кроме того, благодаря великим английским первооткрывателям в области внутриатомных исследований, Джозефу Томсону и Резерфорду, мы даже получили детальную информацию относительно структуры атомов, что в значительной степени позволяет нам интерпретировать свойства химических элементов как следствие общих физических законов. Однако в то же самое время в этой новой области мы встретились со своеобразной недостаточностью обычных естественнонаучных идей, первым открытием которой мы обязаны признанному главе крупнейшей немецкой школы теоретической физики Максу Планку. В лекции, которую я имею честь и удовольствие прочитать, я попытаюсь показать в ретроспективном плане, как логически развивались фундаментальные идеи строения атома и как постепенно было признано, что высокая стабильность атомных структур, которая существенна для нашего анализа физических явлений, накладывает неизбежные ограничения на использование пространственно-временных представлений в объяснении атомных реакций. В самом деле, мы встречаемся здесь с иллюстрацией старой истины, что наша способность анализировать гармонию окружающего мира и широта его восприятия всегда будут находиться во взаимно исключающем, дополнительном соотношении.

*

В научной литературе столетий, следовавших после великого труда Ньютона, можно часто встретить выражение «механическая система естествознания», со ссылкой не только на блестящее объяснение астрономических фактов, но и на кинетическую теорию материи, которая позволила интерпретировать на основе атомистических идей законы термодинамики так же плодотворно, как и учение о химических реакциях. Если бы в наше время было использовано подобное всеобъемлющее выражение, мы, наверно, могли бы говорить об «электромагнитной картине мира»; вследствие этого мы думали бы не только о впечатляющих структурах, построенных на открытиях Вольта, Эрстеда, Фарадея и Максвелла, что было существенно для современного развития техники, но и о революции в наших представлениях об атомных процессах, вызванной созданием электрической теории материи, для которой фундаментальное значение имело открытие *элементарного кванта электричества*. Как указывал Стоней в 1874 г. в своем адресе Британской ассоциации и особенно подчеркивал Гельмгольц в своей знаменитой Фарадеевской лекции 1881 г., это открытие может рассматриваться с точки зрения дальтоновской атомной теории химических соединений как непосредственное следствие фундаментальной работы Фарадея об электролитическом эквиваленте. Недостаток времени не позволяет мне останавливаться здесь на большом значении этого открытия для всей электрохимии и осо

бенно для теории электролитической диссоциации, о развитии которой Аррениус в 1914 г. прочитал лекцию данному обществу. В электролизе мы можем проследить за движением ионов по переносу химического вещества; но еще более тщательно свойства ионов были исследованы при разрядах в разреженных газах, в изучение которых существенный вклад внесли Крукс и Ленард. В самом деле, отклонение электрических лучей в разрядных трубках дает нам возможность измерить отношение массы к заряду для отдельных ионов; как известно, такие измерения привели в конце прошлого столетия к эпохальному открытию *электрона* как универсальной составной части материи. Электрон несет отрицательный заряд, равный элементарному заряду, и обладает очень малым отношением массы к заряду по сравнению с таким же отношением для ионов химических элементов в электролизе. Объединение идеи атомной природы электричества и общей теории электромагнетизма Максвелла было наиболее успешно выполнено в те годы Лоренцом и Лармором. Кроме того, Томсон сыграл ведущую роль не только в установлении фундаментального экспериментального доказательства, но также в решении проблемы электрической структуры вещества. Разработанный Томсоном остроумный метод оценки числа электронов в атомах, основанный на рассеянии рентгеновских лучей и на эффектах, сопровождающих проникновение быстро движущихся ионов через вещество, привел его к приблизительно верным значениям числа электронов в атомах различных химических элементов. Конечно, немногие достижения произвели более сильное впечатление, чем попытка интерпретировать общую взаимосвязь между элементами, которую Томсон в 1904 г. сделал на основе этих результатов. В самом деле, это наиболее интригующим путем привлекло внимание физиков к замечательной точке зрения на центральную проблему строения атома, которая была поставлена в результате выявления специфической периодичности химических свойств элементов, расположенных по возрастающим атомным весам, о которой с таким энтузиазмом и предусмотрительностью говорил Менделеев в своей Фарадеевской лекции 1889 г.[1]

В то время более детальному рассмотрению проблемы строения атома препятствовало игнорирование сил, с помощью которых отрицательно заряженные электроны удерживаются в атомах, или, иными словами, игнорирование распределения *внутриатомного положительного электрического заряда*. Однако решающий прогресс в этом направлении стал возможным благодаря поразительному открытию радиоактивности некоторых элементов, в истории которого замечательной вехой явилось

[1] Эта лекция, прочитанная Д. И. Менделеевым в Chemical Society, была опубликована в кн.: Д. И. Менделеев. Два лондонских чтения, СПб., 1889, стр. 16. См. также: Д. И. Менделеев. Полн. собр. соч., 1937, т. 2, стр. 347. — *Прим. ред.*

выделение радия Марией Кюри. Это явление, которое явно контрастирует с обычными физическими и химическими свойствами вещества и сперва даже грозило опрокинуть общий закон сохранения энергии, нашло, как известно, ясное и полное объяснение в теории распада атома Резерфорда и Содди. Согласно этой теории, радиоактивность веществ обусловлена самопроизвольным распадом атомов, подчиняющимся простому вероятностному закону и совершенно не зависящим от физических и химических условий, в которых находятся атомы. В этой аудитории я не намерен говорить много слов, чтобы напоминать вам о беспримерном успехе, с которым Резерфорд с сотрудниками применили эти новые идеи к проблеме строения атома. В первое десятилетие века он создает совершенно новую отрасль физической и химической науки, которая включает в себя удивительные изменения свойств радиоактивных веществ, сопровождающие распад этих атомов; она включает также природу лучей, испускаемых при этих распадах и состоящих, как известно, частично из электромагнитного излучения (γ-лучи) и частично из быстрых электронов (β-лучи) и положительно заряженных ионов (α-лучи). Кроме того, результаты этих исследований в руках Резерфорда оказались мощным средством изучения внутриатомной структуры. Таким образом, тщательное изучение замечательного явления рассеяния α-лучей на большие углы при прохождении через вещество привело его в 1911 г. к фундаментальному открытию, что положительный электрический заряд в атоме заключен в пределах так называемого ядра, размеры которого исключительно малы по сравнению с обычными размерами атома и в котором в то же время сосредоточена практически вся масса атома.

Немаловажным с химической точки зрения было то, что открытие Резерфорда имело решающее значение и в том, что впервые дало нам возможность однозначно различать между атомом и молекулой. Действительно, в то время как атом имеет только одно ядро, молекула представляет собой структуру, в которой два или более ядра входят как отдельные составные части. Таким образом мы сразу узнаем причину замечательной стабильности естественных элементов в противоположность химическим соединениям. В то время как разделение и перестановка различных составных частей атома достаточны для химических замещений, мы узнали, что осуществление старой цели алхимиков, а именно *превращение элементов*, заключает в себе радикальное изменение самого атомного ядра. Это — взрыв ядра, свидетелями которого мы являемся при самопроизвольном распаде радиоактивных элементов. В самом деле, после выбрасывания из ядра α- или β-частицы новое атомное ядро, которое остается, соответствует элементу с совершенно отличными физическими и химическими свойствами. В этой связи весьма поучительно отметить следующее. Резерфорд был в состоянии доказать, что гелий, возникающий при распаде радия и впервые наблюдавшийся Рамзеем

и Содди, представляет собой прямой продукт превращения испускаемых α-лучей в нейтральные атомы путем захвата двух электронов; таким образом α-частицы были отождествлены с ядрами гелия. Как всем известно, первое искусственное превращение элементов было осуществлено примерно десять лет спустя Резерфордом, когда он открыл, что прохождение α-лучей через вещество в некоторых случаях сопровождается порождением быстрых однозарядных положительных ионов, которые оказались ядрами водорода. Они испускаются из ядер бомбардируемых атомов; этот процесс приводит к образованию новых ядер, состоящих из остатков исходных ядер, с которыми могут соединяться в некоторых случаях налетающие α-частицы.

В конце этой лекции мы обсудим перспективы, вытекающие из этих последних достижений, которые открыли новую эпоху в науке. Однако, чтобы не отклоняться от нашей темы, мы вернемся к тому времени, когда формировались основные идеи электрического строения атома. Для каждого, кто подобно мне имел счастье посещать физические лаборатории в Кембридже и Манчестере примерно двадцать лет назад и работать под вдохновляющим руководством крупнейших ученых, останется незабываемым то, что мы почти каждый день были свидетелями открытия до того времени неизвестных свойств природы. Я помню, как если бы это было вчера, с каким энтузиазмом новые перспективы всей физической и химической науки, открывавшиеся в результате установления существования атомного ядра, обсуждались весной 1912 г. среди учеников Резерфорда. Прежде всего мы отдавали себе отчет в том, что локализация положительного электрического заряда атома в области практически бесконечно малых размеров делает возможным сильное упрощение *классификации свойств материи*. Действительно, она позволяла сделать далеко идущее различие между такими свойствами атомов, которые полностью определяются зарядом и массой его ядра, и свойствами, которые зависят непосредственно от его внутреннего строения. Типичным свойством этого последнего класса является радиоактивность, которая согласно всем экспериментальным данным не зависит от физических и химических условий. С другой стороны, обычные физические и химические свойства материи зависят, в первую очередь, от полного заряда и массы атома, так же как и от конфигурации электронной оболочки, окружающей ядро, которая ответственна за реакцию атома на внешние воздействия. Кроме того, следует ожидать, что для изолированного атома эта электронная конфигурация должна почти полностью зависеть от заряда ядра и очень мало от его массы; при этом масса ядра так велика по сравнению с массой электрона, что движением ядра по сравнению с движением электронов в первом приближении можно пренебречь. Эти простые выводы из ядерной модели атома действительно дают немедленное объяснение того факта, что два элемента с различным атомным ве-

сом и с совершенно различными радиоактивными свойствами могут быть настолько похожими в отношении других свойств, что их невозможно разделить химическими методами.

Первое доказательство этого было получено несколько лет назад благодаря открытию Болтвудом иония[1], который химическим путем невозможно отделить от тория и который обладает оптическим спектром, неотличимым от спектра тория, как было показано в то же самое время экспериментами Рессела и Росси в лаборатории Резерфорда. Такие два элемента, которые, очевидно, имеют одинаковые заряды ядер, занимают одну и ту же клетку периодической таблицы и называются *изотопами* по предложению Содди, благодаря обширным исследованиям которого химических свойств радиоактивных элементов в предшествующие годы было понято общее значение явления изотопии. Тесная связь между периодической таблицей и зарядом ядра, о которой мы скоро будем говорить, вела к дальнейшим перспективам относительно связи между радиоактивностью и химическими свойствами, которая была подтверждена исследованиями Хевеши и Рессела в Манчестере. Полное согласование экспериментального материала в этой области было вскоре получено, как известно, в формулировке так называемого закона смещения, согласно которому α-распад сопровождается переходом элемента в клетку периодической таблицы с номером на две единицы меньшим, а β-распад — переходом в клетку с номером на единицу больше. В соответствии с этим законом особенно поучительный случай изотопии имеет место для двух членов радиоактивного семейства, между которыми осуществляется одно превращение с испусканием α-частицы и два — с испусканием β-частицы. В самом деле, равенство зарядов ядер двух таких элементов следует сразу, если учесть, что в таком тройном процессе ядро теряет два отрицательно заряженных электрона и α-частицу с двойным положительным зарядом. Это подтверждение рассматриваемых воззрений тем более интересно, поскольку окончательное установление общего закона смещения Фаянса и Содди в 1913 г. было совершенно независимым от развития обсуждавшихся здесь идей строения атома. Как мы теперь знаем из остроумного усовершенствования Астоном анализа ионных лучей, предложенного Томсоном, существование изотопов не ограничивается радиоактивными элементами; почти все обычные химические элементы представляют собой смесь изотопов с различными атомными массами. Таким образом, обычные атомные веса есть средние значения, имеющие второстепенное значение по сравнению с обычными химическими свойствами. Кроме того, открытие Астона, заключающееся в том, что все массы атомов очень близки к целым кратным массы атома водорода, сделало ясным, что ядро любого атома построено из электронов

[1] Изотоп тория с массовым числом 230. — *Прим. ред.*

и ядер водорода. В самом деле, мы нашли здесь интересное возрождение идей Праута, которые сто лет назад вызвали так много дискуссий среди химиков.

Осознание того, что электрон и ядро атома водорода, названное «протоном», образуют исходные единицы атомной структуры, открывает перед нами перспективу чисто электрической природы материи. До сих пор, как мы видели, интерпретация основной массы физических и химических опытных данных не зависела от проблемы внутреннего строения атомных ядер, имеющей специфические стороны, которые будут обсуждаться ниже. При этой интерпретации ядро достаточно рассматривать как заряженную материальную точку; и мы касались только проблемы конфигурации внеядерных электронов, число которых в нейтральном атоме, конечно, определяется зарядом ядра. Так, первый элемент в периодической таблице, а именно водород, содержит один электрон в атоме, а второй элемент, гелий, содержит два внеядерных электрона. Поэтому из общих идей Томсона относительно соотношения между числом электронов и периодической таблицей было неизбежным обобщение, состоящее в том, что для любого элемента число внеядерных электронов в нейтральном атоме определяется целым числом, так называемым *атомным номером*, который определяет положение элемента в периодической таблице, часто называемой «естественной системой элементов». Эта точка зрения находилась в очевидном соответствии с законом радиоактивного смещения и согласовалась в пределах экспериментальных ошибок с первоначальной резерфордовской оценкой заряда ядра, полученной из измерений Гейгера и Мерсдена рассеяния α-лучей. Затем это было непосредственно подтверждено более точными измерениями Чэдвика этого рассеяния, так же как и обновленными исследованиями рассеяния рентгеновских лучей в веществе, интерпретируемого на основе знаменитой формулы Томсона. Экспериментальное доказательство этого фундаментального пункта получило необычайно сильное подтверждение главным образом благодаря блестящим исследованиям Мозли характеристических рентгеновских спектров элементов. Резюмируя, мы можем сказать, что в отношении согласования всех обычных свойств вещества резерфордовская модель атома поставила перед нами задачу, напоминающую старую мечту философов: свести интерпретацию законов природы к рассмотрению только чисел.

*

Однако, начиная работу по этой интересной программе, сразу сталкиваемся с трудностями чрезвычайно серьезного характера, которые на первый взгляд казались фатальными для всей концепции электрического строения атома. В самом деле, согласно классическим теориям, никакая

система заряженных материальных точек не будет обладать *стабильностью*, которая должна быть приписана структуре атома, чтобы объяснить химические и физические свойства вещества. Такие системы не будут иметь статических состояний устойчивого равновесия в обычном механическом смысле; требуемым условиям не будет удовлетворять также любое динамическое состояние. Даже в простейшем случае атома, состоящего из положительно заряженного ядра и одного электрона, это совершенно очевидно. Верно, что, согласно механике Ньютона, две частицы, притягивающиеся в соответствии с законом Кулона, будут двигаться по кеплеровскому эллипсу вокруг их общего центра тяжести. Но это решение, которое удовлетворительно объясняет устойчивость движений планет, дает возможность понять, почему электрон и протон образуют атом с соответствующими химическими свойствами и характерным линейчатым спектром водорода. Без каких-либо теоретических рассуждений о происхождении солнечной системы ясно, что размеры земной орбиты и продолжительность года существенно определяются начальными условиями и могут каждый день меняться при столкновениях с метеоритами. С другой стороны, определенность атома водорода при самых различных условиях весьма впечатляюще проявляется в отождествлении спектральных линий излучения далеких звезд со спектром водорода, полученным в обычных разрядных трубках. Если мы глубже вникаем в происхождение этого спектра, положение становится еще хуже. Действительно, само испускание лучистой энергии атомом будет сопровождаться, согласно обычным электромагнитным представлениям, постепенным уменьшением размеров электронной орбиты и периода обращения; такой процесс сделает невозможным появление резких монохроматических спектральных линий и в конечном счете приведет к соединению электрона и протона в некоторую нейтральную систему с линейными размерами, чрезвычайно малыми по сравнению с размерами реальных атомов. Подобные замечания, очевидно, справедливы для любой атомной системы рассматриваемого типа. В самом деле, из обычной механики и электродинамики невозможно вывести никаких аргументов, которые позволяют объяснить, почему электрические составные части атома не нейтрализуют друг друга путем, который мог быть катастрофическим для стабильности материальных тел.

Ясно, что требовалась совершенно новая идея, прежде чем открытия элементарных электрических частиц могли бы быть должным образом использованы в интерпретации общих свойств материи. Однако в поисках такой идеи не нужно было смотреть далеко. Ключ к преодолению этих трудностей дало фундаментальное открытие Планком *элементарного кванта действия*, который особенно в руках Эйнштейна уже оказался столь плодотворным в деле согласования физических эмпирических данных самого различного рода. Действительно, это открытие обнаружило

новую черту атомизма в законах природы, совершенно чуждую классическим идеям физики и в некотором смысле даже в большей степени, чем атомная природа электричества. Конечно, не может быть дано никакого основанного на общей электромагнитной теории объяснения существованию элементарного кванта электричества и конкретным значениям масс электрона и протона; но следует помнить, что измерения заряда и массы этих частиц опираются на экспериментальные факты, которые допускают недвусмысленную интерпретацию на основе классических идей. Однако нельзя дать никакого обоснования существованию кванта действия, которое не содержало бы радикального отхода от обычных физических принципов. Определение универсальной постоянной Планка, конечно, также основано на классически определенных измерениях, но — в противоположность случаю заряда и массы электрона — выводу кванта действия из этих измерений не может быть дано никакое разумное толкование в терминах электромагнитной теории. Область однозначной применимости классических понятий ограничивается процессами, в которых механическое действие велико по сравнению с этим квантом, как в экспериментах с отклонением пучков заряженных частиц; недостаточность этих идей для объяснения реакций атомов обусловлена как раз тем фактом, что детальный анализ внутриатомных движений должен включать рассмотрение элементов траектории электрона, для которых действие имеет тот же порядок величины или даже меньше, чем квант. Два фундаментальных аспекта атомистики, символизируемые элементарными квантами электричества и действия, конечно, тесно связаны, и, когда мы подойдем к проблеме строения атомных ядер, мы увидим, что уже невозможно однозначно использовать понятия заряда и массы электрона. Что же касается внеядерных электронных конфигураций, большое упрощение следует из того факта, что размеры составляющих частиц, определенных в классическом смысле, могут рассматриваться как пренебрежимо малые по сравнению с размерами всего атома. В самом деле, эта идеализация, на которой покоится простая классификация свойств атома, позволяет рассматривать специфические свойства электрона вне ядра, как независимые от кванта действия.

Уже в годы, предшествовавшие установлению ядерной модели атома, вопрос о перенесении открытия Планка на проблемы строения атома обсуждался с разных сторон и навел на мысль о приближенных соотношениях между атомными константами. Однако прежние атомные модели, которые конструировались с точки зрения механической устойчивости, очевидно, были непригодны для удовлетворительной интерпретации специфических свойств элементов, и, поскольку эти модели сами по себе были полностью определены в отношении размеров и частот, введение кванта действия не означало решающего улучшения в этом смысле. Открытие Резерфорда совершенно изменило ситуацию. В самом деле,

очевидная недостаточность простых механических идей для интерпретации атомной стабильности не только делала неизбежным радикальный отход от классических принципов, но в то же время оставляла достаточную свободу для использования того руководящего принципа, который выдвигался прямым доказательством физических и химических свойств элементов. Подходящую основу для использования этого обоснования я нашел в двух простых «постулатах». Согласно первому из них, любое определенное изменение состояния какого-либо атома должно рассматриваться как элементарный процесс, заключающийся в полном переходе атома из одного из своих так называемых *стационарных состояний* в другое. С одной стороны, этот постулат представляет собой не больше, чем явную формулировку замечательной стабильности атомной структуры, вскрытой общими химическими фактами. С другой стороны, на него непосредственно указывало существование кванта действия. Идея *элементарного характера процессов перехода* не только связана непосредственно с существенной неделимостью кванта, но и позволяет сразу же использовать известное соотношение Планка между энергией и частотой отдельного процесса излучения как основы для простой интерпретации фундаментального закона спектров, так называемого комбинационного принципа. Этот принцип, установленный в замечательных исследованиях Бальмера, Ридберга и Ритца, утверждает, что частота какой-либо спектральной линии может быть записана как разность двух термов, принадлежащих к системе термов, которая является характеристикой рассматриваемого спектра. Допуская, что эти термы, умноженные на квант действия, численно равны энергиям стационарных состояний атома, мы в самом деле видим, что комбинационный принцип эквивалентен второму постулату; согласно последнему, излучение, испущенное или поглощенное во время процесса перехода, является существенно *монохроматическим* и обладает частотой, равной разности энергий двух состояний, деленной на постоянную Планка.

Этот взгляд на природу спектральных линий находится в очевидном согласии с эйнштейновским законом фотохимического эквивалента и влечет за собой условия появления спектров в тесной связи с химическим состоянием рассматриваемого вещества. В самом деле, кажущееся непостоянство появления линий в спектрах испускания и поглощения полностью объясняется в соответствии с законом Кирхгофа, если принять во внимание, что испускание спектральной линии, соответствующей данному переходу между двумя стационарными состояниями, предполагает наличие атома в состоянии с более высокой энергией, тогда как условием поглощения является нахождение атома в состоянии с более низкой энергией. Обращение отдельных атомных процессов, с которыми мы здесь имеем дело, особенно поучительно, поскольку указанные процессы перехода являются существенно элементарными и находятся

вне сферы обычной механической обратимости. Действительно согласно интерпретации комбинационного принципа, атом в стационарном состоянии будет, как правило, иметь выбор между рядом различных переходов в другие стационарные состояния, и наличие этих элементарных процессов несомненно является вопросом *априорной вероятности*. Шаг огромного значения, касающийся формулировки вероятностных законов для процессов излучения, был сделан, как известно, Эйнштейном в 1916 г., когда на основе упомянутых выше постулатов он дал ясный вывод планковского закона излучения абсолютно черного тела. Еще более прямое подтверждение этих постулатов было получено несколькими годами раньше в известных экспериментах Франка и Герца по столкновениям между атомами и свободными электронами. Они нашли, в полном согласии с предсказаниями теории, что отсутствие обмена энергией между атомом и электроном возможно до тех пор, пока результатом столкновения не будет переход атома из его нормального состояния в другое стационарное состояние с более высокой энергией. Обсуждаемые процессы столкновения, безусловно, могут рассматриваться как химические реакции особенно простого типа, в результате которых атом переводится из его начального неактивного состояния в так называемое возбужденное состояние, из которого он в общем случае возвращается в исходное состояние путем одного или нескольких шагов с испусканием излучения. Однако для теории химических реакций особое значение имеет то, что атом может возвращаться в свое нормальное состояние также и в результате безрадиационного процесса, при котором энергия активации передается путем столкновения со свободным электроном и с другим атомом в форме кинетической или химической энергии. На возможность подобных так называемых обратных столкновений впервые указали Клейн и Росселанд из рассмотрения теплового равновесия; важность этих процессов в химических реакциях наиболее поучительным образом показана недавними исследованиями Франка и его сотрудников.



Обсуждавшаяся до сих пор связь между атомной стабильностью и квантом действия является совершенно общей и лишь косвенно связана с моделью атома. Ввиду противоречия между постулатами, которые являются предметом нашего обсуждения, и обычными идеями механики и электродинамики, на которых базируется определение заряда и массы составных частей атома, ясно, что эти идеи могут иметь лишь ограниченную применимость для непосредственной разработки проблемы строения атома. Надлежащая основа детальной трактовки этой проблемы фактически была установлена в последние несколько лет благодаря разви-

тию последовательной квантовой механики, которая разумно объединяет в себе эти два фундаментальных постулата.

Однако в прямой связи с формулировкой этих постулатов можно было сделать первый шаг в направлении реализации упомянутой выше программы — интерпретировать специфические свойства химических элементов и их взаимоотношения на основе ядерной модели атома. Исходный пункт такой интерпретации был дан благодаря исключительной простоте *спектра водорода*. Согласно известной формуле Бальмера, этот спектр может быть получен из одной последовательности термов, каждый из которых равен постоянной, деленной на квадрат некоторого целого числа, так называемого номера терма. Итак, в соответствии с толкованием комбинационного принципа можно считать, что каждый спектральный терм, умноженный на постоянную Планка, представляет собой, для соответствующего стационарного состояния атома, работу, необходимую для удаления электрона на бесконечное расстояние от протона. Таким образом, система термов водорода дает ценную информацию об образовании атома путем связывания электрона с протоном через ступенчатый процесс. Согласно идеям обычной механики, ступени в этом процессе связывания должны были бы изображаться последовательностью электронных орбит, большие оси которых и частоты обращения по которым пропорциональны соответственно квадрату и обратному кубу номера терма в соответствии с законами Кеплера. Полученные таким образом значения размеров орбиты и частоты в нормальном состоянии, с номером терма 1, действительно имеют тот же порядок величины, что и полученные из классической интерпретации механических и оптических свойств газов значения диаметров атомов и частот. Тем не менее, поскольку эта интерпретация находится в противоречии с представлениями рассматриваемой атомной стабильности, такое сравнение, конечно, может иметь только приближенный характер.

Количественная связь между механической картиной стационарных состояний и действительными свойствами атома водорода существует благодаря тому обстоятельству, что относительные разности между последовательными значениями размеров орбит и частот стремятся к нулю с возрастанием номера терма. В самом деле, мы видим здесь, как идея обычной механики о непрерывном изменении орбитальных характеристик выступает как предельный случай; мы будем ожидать, что общие понятия электродинамики будут постепенно приобретать полное оправдание в этом пределе, поскольку можно пренебречь элементарным характером индивидуальных процессов перехода. Из этих так называемых *соображений соответствия* следует, что излучение, испущенное во время предельных стадий процесса связывания, может быть количественно описано на основе классических идей. В частности, спектральные частоты, вычисленные из возможных процессов перехода на базе обсуждаемых

постулатов, должны на этих стадиях иметь тенденцию к совпадению с частотами гармонических компонент, с помощью которых может быть проанализировано в рамках классической теории излучение движущегося по орбите электрона. Однако простое вычисление показывает, что это условие эквивалентно существованию определенного соотношения, выражающего константу в формуле Бальмера через заряд и массу электрона и постоянную Планка. Это соотношение было убедительно подкреплено имевшимися тогда эмпирическими значениями этих величин и было полностью подтверждено точными измерениями Милликена, как это описано, например, в его Фарадеевской лекции 1924 г.

Установление этой связи между спектром водорода и моделью атома привело непосредственно к осознанию *взаимоотношений между спектрами элементов* более глубокого характера, чем предполагалось до сих пор. Действительно, из только что упомянутого расчета следует, что система термов спектра, соответствующего испусканию излучения при связывании электрона ядром с заданным зарядом, будет отличаться от системы термов водорода на множитель, равный квадрату отношения заряда этого ядра к заряду протона. Иными словами, спектр задается формулой Бальмера, если только константа умножена на квадрат атомного номера. Спектральные серии, которые могли бы быть представлены этой обобщенной формулой для атомного номера 2, впервые были обнаружены Пикерингом в спектрах некоторых звезд и после больших усилий были получены также Фаулером в спектре излучения из трубок, содержавших смесь водорода и гелия, под действием конденсированных электрических разрядов. Вследствие близкого численного совпадения с обычными сериями водорода эта новая спектральная серия была приписана водороду как астрономами, так и физиками. Однако, согласно нашим доводам, она должна принадлежать гелию, из атома которого удален один электрон, а оставшийся ион переведен в возбужденное состояние. Эта точка зрения давала объяснение непостоянству в появлении рассматриваемой серии в спектрах звезд, как и в ее возбуждении в специальных условиях лабораторного эксперимента, и вскоре была подтверждена экспериментами Эванса в Манчестерской лаборатории, которому удалось возбудить эту серию в гелии столь высокой чистоты, что никаких следов линий водорода не могло быть обнаружено. Дальнейшее подтверждение обобщенной формулы Бальмера было получено в последние годы в лаборатории Зигбана, где был достигнут замечательный прогресс в спектроскопии далекой ультрафиолетовой области. В самом деле, было найдено, что спектры, соответствующие этой формуле для атомных номеров 3, 4 и 5, испускают соответственно литий, бериллий и бор, когда они подвергнуты интенсивной электронной бомбардировке.

Эта тесная связь между спектральными характеристиками элементов, которые столь поучительным образом напоминают нам необычай-

ную простоту модели атома, пока мы ограничиваемся случаем одного внеядерного электрона, и свойствами атомов с несколькими электронами естественно будет более сложной. Тем не менее изучение спектров раскрывает замечательно простые взаимосвязи общего характера. Как впервые осознал Ридберг, константа в формуле Бальмера, известная теперь вообще как постоянная Ридберга, выступает совершенно универсально в численном представлении системы термов, часто весьма сложной, в которой могут анализироваться спектры элементов при обычных условиях. В частности, было найдено, что каждая такая система термов включает термы, близко совпадающие с термами атома водорода. Это наблюдение, некоторое время считавшееся довольно загадочным, немедленно получает интерпретацию с нашей точки зрения на строение атома, если допустить, что такие водородоподобные термы соответствуют возбужденным состояниям нейтрального атома, в котором один электрон удален от ядра на расстояние, большое по сравнению с линейными размерами конфигурации остальных электронов. Действительно, этот внешний электрон, во время его отскока, будет подвергаться действию сил, примерно таких же, как и обусловленные протоном, и поэтому мы должны полагать, что ступени этого процесса будут очень похожи на стационарные состояния атома водорода. Этот взгляд был вскоре интересным образом подтвержден. В самом деле, в ходе упомянутой ранее дискуссии на страницах «Nature» в 1913 г. о спектре ионизованного гелия Фаулер отметил, что некоторые серии, которые он незадолго до этого наблюдал в спектре магния, могли бы быть объединены в более простые системы серий, если бы вместо постоянной Ридберга была использована константа, значение которой в четыре раза больше. Это как раз то, что мы должны ожидать для возбужденных состояний однократно ионизованных атомов, в которых один электрон находится на сравнительно большом расстоянии от ядра. С тех пор было показано, особенно в исследованиях Фаулера, что спектры такого типа встречаются часто, когда элементы подвергаются действию сильного разряда. Классификация спектров получила дальнейшее развитие несколькими годами позже в работах Пашена, который открыл в спектре алюминия систему серий, соответствующую девятикратной постоянной Ридберга и, очевидно, обязанную двукратно ионизованным атомам. В последние годы ценное дополнение к общим спектральным доказательствам строения атома было получено благодаря исследованию Милликеном конденсированных разрядов, в которых были найдены спектры атомов с еще более высокой степенью ионизации.

Прежде чем перейти к более подробному обсуждению отношения данных об оптических спектрах к проблеме периодического изменения химических свойств в рамках естественной системы элементов, мы должны упомянуть о замечательном подтверждении общих идей строе-

ния атома, которое получено благодаря исследованиям *рентгеновских спектров*. В противоположность оптическим спектрам, которые возникают при связывании электронов во внешних частях атома, эти спектры испускаются в процессе перестройки электронной конфигурации, когда электроны, связанные во внутренней части атома, выведены из их нормального состояния. Несмотря на существенную сложность данной проблемы, характерной чертой нашей модели атома является то, что вследствие преобладания притяжения ядра над взаимным отталкиванием электронов во внутренней области атома мы должны ожидать близкого сходства между рентгеновским спектром элемента и спектром, возникающим при связывании одиночного электрона ядром. Эта точка зрения находилась в соответствии с удивительными закономерностями, обнаруженными благодаря исследованиям Баркла характеристического рентгеновского излучения элементов; в связи с установлением обобщенной формулы Бальмера я обратил внимание, что это объясняет эмпирическое правило Уиддингтона относительно скорости катодных лучей, необходимой для возбуждения этого излучения. Кроме того, лишь несколькими месяцами позже количество экспериментальных данных по этой проблеме увеличилось в огромной степени вследствие широких исследований спектральной структуры рентгеновских лучей, выполненных Мозли; эти исследования стали возможны благодаря открытию Лауэ дифракции рентгеновских лучей в кристаллах и последующим фундаментальным работам Брэггов по структуре кристаллов. Мозли, работая в лаборатории Резерфорда и стремясь подвергнуть решающей проверке новые идеи, в поразительно короткое время сделал ряд важных открытий, которые заложили основы высокочастотной спектроскопии. Кроме того, было найдено, что характеристические рентгеновские спектры элементов изменяются с возрастанием атомного номера столь регулярно, что не только было ясно отсутствие какого-нибудь элемента в периодической таблице, но даже и можно было сделать недвусмысленный вывод относительно числа элементов в каком-либо периоде естественной системы. Здесь нельзя не восхищаться тщательностью, с которой химики обследовали эту огромную область, и особенно интуицией Менделеева, когда стало видно, что все его предсказания относительно недостающих элементов, а также его предвидения, касающиеся правильной последовательности таких пар элементов, которые были переставлены им при классификации по возрастающему атомному весу, подтверждены работами Мозли. Интересно также, что выводы Мозли о числе элементов в больших периодах, о которых во времена Менделеева химические сведения были весьма скудны, полностью согласовались с удивительными правилами, более или менее интуитивно предсказанными Юлиусом Томсеном и Ридбергом из химических и спектроскопических данных, соответственно.

*

Как мы увидим, квантовая интерпретация стабильности атомов не только дает возможность вывести простые регулярности во взаимоотношениях между элементами, непосредственно указываемые ядерной моделью атома, но и, в связи с моделью атома, оказывается ключом к пониманию более глубоких особенностей этих взаимоотношений, воплощенных в периодической таблице. Замечательная периодичность физических и химических свойств элементов, когда они расположены по возрастающему атомному номеру, очевидно, происходит от последовательного развития *структуры групп* в электронной конфигурации, как уже было убедительно показано в пионерской работе Дж. Дж. Томсона по электронной структуре атома. В самом деле, эта работа содержит множество оригинальных и плодотворных идей, касающихся интерпретации химических данных, которые были значительно продвинуты особенно в работах Косселя и Льюиса. Однако представления о механической стабильности, на которой базировалось обсуждение Дж. Дж. Томсоном структуры электронных групп, не могут быть непосредственно использованы в сочетании с резерфордовской моделью атома. Надлежащая основа для исследования этой групповой структуры была найдена в признании ступенчатого характера связывания электронов в атомах, который дает нам возможность использовать для этой цели общие спектральные данные. Важный отправной пункт был выдвинут в результате более тщательного изучения рентгеновских спектров. Действительно, характерная структура этих спектров может быть просто объяснена, как было впервые отмечено Косселем, на основе предположения, что возникновение их линий связано с элементарными процессами перехода, в которых свободное место во внутренней электронной группе, образовавшееся в результате удаления электрона из атома, занимает электрон из какой-либо группы, где электроны связаны более слабо. Свободное место, оставшееся в этой последней группе, затем с испусканием другой рентгеновской линии может быть занято электроном, переходящим из группы электронов, связанных еще более слабо, и т. д. Согласно этой точке зрения, которая находится в очевидном согласии с комбинационным принципом, каждый терм рентгеновского спектра элемента дает нам непосредственную информацию о работе, необходимой для удаления электрона из одной из многих групп в нормальной электронной конфигурации атома. Как впервые заметил Вегард, интерпретированные таким путем эмпирические правила, в которых Мозли подытожил результаты его измерений частот главных рентгеновских линий, ведут к тому результату, что сила связи каждой главной электронной группы приближенно равна силе связи некоторого стационарного состояния при связывании одного электрона с ядром. Таким образом, мы видим, что номер терма в формуле Бальмера, кото-

рый в квантово-теоретической терминологии называется «главным квантовым числом», прямо входит в классификацию групповой структуры нормальной электронной конфигурации. Действительно, характерной особенностью обсуждаемых идей строения атома является то, что кроме атомного номера другие целые числа играют важную роль в расчетах взаимоотношений между элементами.

Однако простой классификации стационарных состояний атома водорода недостаточно ни для более глубокого исследования групповой структуры атома с несколькими электронами, ни для детальной интерпретации сложных спектров таких атомов. В последующие годы большие успехи в классификации стационарных состояний и соответствующее усовершенствование систематики квантовых чисел были достигнуты путем распространения применения механической картины орбитальных движений более сложного типа, чем простые периодические кеплеровские орбиты, которые были достаточны для вывода постоянной Ридберга. Для таких орбит более высокой степени периодичности в так называемых правилах квантования, с помощью которых стационарные состояния отбираются из континуума механически возможных движений, используется столько квантовых чисел, сколько независимых частот имеется в движении. Этот важный шаг был сделан в 1915 г. Вильсоном и Зоммерфельдом, и таким образом полученная согласованность схемы была закреплена в значительной степени принципом Эренфеста адиабатической инвариантности стационарных состояний. В дальнейшем развитии теории особенно Зоммерфельд содействовал чрезвычайно успешным путем систематизации обширного спектроскопического материала, касающегося тонкой структуры, которую показывают не только сложные спектры, но даже линии спектра водорода, исследуемые аппаратурой высокой разрешающей силы. Несмотря на уже подчеркивавшееся фундаментальное ограничение идей механики и электродинамики, существенная истинность полученных этим путем результатов была также подтверждена объяснением замечательных правил отбора, определяющих появление спектральных линий, предсказанных комбинационным принципом; последний был выдвинут аргументами соответствия типа указанных в нашем обсуждении спектра водорода. Воодушевленный этим прогрессом, я сделал в 1921 г. попытку использовать весь спектроскопический материал для исчерпывающего исследования электронной структуры атомов. Хотя в то время многие детали, конечно, не могли быть объяснены, все же было ясно, что принципы квантовой теории были в достаточно развитом состоянии, чтобы давать возможность вывести ряд недвусмысленных заключений относительно последовательного развития электронных групп с возрастанием атомного номера. Руководящая идея состояла в том, чтобы следовать постепенному построению этих групп путем последовательного добавления электронов один

за другим, используя информацию относительно процесса связывания каждого электрона, получаемую из структуры спектра излучения, сопровождающего этот процесс. Соответственно появлению в классификации спектральных термов так называемого вспомогательного квантового числа, наряду с главным квантовым числом, оказалось возможным выделить в пределах каждой основной электронной группы в завершенных атомных структурах некоторое число *подгрупп*, которые постепенно заполняются с возрастанием атомного номера. В каждом атоме сила связи электрона систематически уменьшается с возрастанием значений какого-либо из двух квантовых чисел и обычно будет больше для электрона с более низким главным квантовым числом независимо от значения вспомогательного. Однако в процессе заполнения групп иногда происходит так, что электроны в подгруппах с данным квантовым числом связаны сильнее, чем в подгруппах с меньшим главным квантовым числом, но более высоким вспомогательным квантовым числом. Поэтому первые подгруппы появляются в атоме раньше, чем последние, но с возрастанием атомного номера обычное соотношение между силой различных типов связывания электрона восстанавливается и группы с более низким главным квантовым числом заполняются, в то время как развитие групп с более высокими главными квантовыми числами временно останавливается. Это объясняет аномальное положение в периодической таблице таких семейств элементов, как металлы группы железа и группы платины, а также редкие земли; подобные аномалии обусловлены временной задержкой в регулярном развитии внешних электронных групп с ростом атомного номера, вызванной некоторой переходной стадией в развитии внутренних групп. Это обстоятельство, которое объясняет также несколько необычное поведение рассматриваемых элементов в отношении их магнитных свойств и характеристической окраски, особенно подчеркивали Ладенбург и Бэри. Согласно этой теории, все такие переходные стадии в регулярном развитии структуры атомных групп теперь нашли простое объяснение в добавлении новых подгрупп к основным электронным группам, лишь частично заполненным.

Таким образом, очевидные нерегулярности в периодической таблице являются прямым следствием совершенно элементарных черт квантовой теории.

Эти выводы относительно постепенного развития групповой структуры в атомах вскоре получили поучительную поддержку в большом прогрессе наших знаний о высокочастотных спектрах, достигнутом в те годы Зигбаном с сотрудниками. Мы особенно обязаны Костеру весьма значительным увеличением эмпирического материала о термах этих спектров и их классификацией, с помощью которой стало возможным детальное представление в форме диаграмм изменения рентгеновских термов с возра-

станием атомного номера. Эта диаграмма обнаружила заметные отклонения от постоянного наклона кривой Мозли, встречающиеся при всех значениях атомного номера, при которых в соответствии с теорией начинается или заканчивается новая стадия в развитии внутренних электронных групп.

Дальнейшее важное подтверждение теоретических идей дало открытие в 1922 г. Костером и Хевеши нового элемента с атомным номером 72 в результате рентгеноспектрального анализа циркониевых минералов. Свойства элемента с этим атомным номером были предметом обсуждения среди химиков; при этом отстаивался взгляд, что он должен относиться к семейству редкоземельных элементов. Однако это мнение резко противоречило теории рассматриваемой групповой структуры, согласно которой новый элемент должен быть гомологом титана и циркония, как было совершенно определенно указано в старом схематическом представлении периодической таблицы Ю. Томсеном, которое оказалось весьма удобным для иллюстрации более поздних теоретических точек зрения. Действительно, новый элемент, названный гафнием, не только показывал тесную связь с цирконием во всех его химических свойствах, как доказывали исследования Хевеши, но и к тому же был найден содержащимся в значительных количествах во всех обычных циркониевых минералах, хотя до сих пор и не обнаруживался. В самом деле, гафний принадлежит к элементам, относительное содержание которых в земной коре весьма высокое и которые отличаются в этом отношении от других новых элементов, открытых в последние годы с помощью такого мощного средства, какое представляет собой открытие Мозли, и заполнивших почти все пустые места в естественной системе элементов.

Хотя определенная связь между атомной групповой структурой и общими спектральными данными могла бы быть прослежена с помощью указанной процедуры, основные принципы были, по общему согласию, ограничены в различных направлениях. Здесь я имею в виду не только радикальный пересмотр квантово-теоретических методов, который мы скоро будем обсуждать, но также многие вопросы, касающиеся более тонких деталей и все еще остававшиеся открытыми. Действительно, в имевшейся тогда таблице распределения атомных электронов по группам проявлялись различные гипотетические черты, которые были улучшены последующим развитием. В этом отношении решающее значение имел основанный на комбинационном принципе и соображениях соответствия анализ Ланде замечательного зеемановского расщепления спектральных линий. Результаты этого анализа позволили Стонеру распространить систематику электронных групп путем использования трех квантовых чисел для характеристики связывания электронов вместо двух квантовых чисел прежней классификации групп. Интересно, что это улучшение показало удивительное сходство с предложением о разделении

подгрупп, сделанным Мэйн-Смитом на основе исчерпывающей проверки химических данных.

Решающий вклад в решение этой проблемы внес в 1925 г. Паули, который путем введения четвертого квантового числа смог согласовать весь экспериментальный материал о заполнении электронных групп, выразив его в одном-единственном правиле, так называемом *принципе исключения.* Этот принцип констатирует, что два электрона в атоме никогда не находятся в совершенно одинаковых стадиях связывания, которые определяются четырьмя квантовыми числами. К новому квантовому числу Паули привел анализ замечательного превращения, известного как эффект Пашена—Бака. Это превращение испытывает зеемановское расщепление в магнитных полях нарастающей напряженности вследствие постепенного преобладания внешнего поля над взаимным влиянием связанных электронов в отношении эффектов пространственной ориентации.

Однако здесь мы вышли за пределы законного применения механистических представлений; в этой связи важно заметить, что на основе классических идей не может быть дана однозначная интерпретация концепции спина электрона, с помощью которой была сделана столь плодотворная попытка истолкования четвертого квантового числа. Действительно, из общих соображений, которые будут обсуждаться ниже, следует, что невозможно измерить магнитный момент, приписываемый электрону согласно этой идее, совершенно определенным образом, подобным остроумному методу Штерна и Герлаха, с помощью которого измерялись результирующие магнитные моменты атомов. Поэтому в противоположность заряду и массе электрона нельзя сказать, что спин принадлежит к классически определенным свойствам модели атома. В то же время даже обычные спектроскопические данные заставляли отказаться от идеализированной модели, согласно которой ядро рассматривается как заряженная материальная точка. В самом деле, из анализа так называемой сверхтонкой структуры спектральных линий можно, как было впервые предложено Паули и доказано в особенности Гаудсмитом, вывести однозначные и важные заключения о магнитных моментах и моментах количества движения сложных ядер.

Благодаря завершению систематики связывания электронов в атомах, которая позволяет объяснить все особенности периодической таблицы вплоть до тончайших деталей, была установлена исчерпывающая связь между общими химическими фактами и нашими идеями строения атома. Однако при детальном учете этих фактов классификация связывания электронов на основе картины орбит является соответствующим руководящим принципом только в случае химических соединений, включающих *полярные связи.* Как особенно подчеркивал Коссель, молекулы таких соединений могут рассматриваться как скопление ионов, каждый из которых удерживает электроны в том же состоянии связывания, как если бы

он был изолированным. Верно, что даже для изолированных ионов и атомов механическая картина связывания электронов не в состоянии количественно объяснить энергии связи; это было наиболее ясно показано в случае нейтрального атома гелия, где правила квантования электронных орбит неспособны объяснить энергию ионизации, предсказанную с большой точностью в результате анализа ультрафиолетового спектра гелия. Несмотря на то, что это не было серьезным недостатком в общем описании полярных молекул, несостоятельность механических представлений в течение некоторого времени препятствовала прогрессу в понимании природы таких химических соединений, которые включают *гомеополярные связи*. В гомеополярной молекуле связывание валентных электронов отличается от связывания их в изолированных атомах до такой степени, что их даже невозможно однозначно распределить между атомами, входящими в состав молекулы. Здесь типичным примером является молекула водорода, которая состоит из двух протонов, удерживаемых вместе двумя электронами. В связи с первоначальным обсуждением спектра атома водорода я предложил в 1913 г. простую модель молекулы водорода, в которой электроны вращаются на общей орбите, симметрично расположенной относительно протонов. Хотя эта модель и давала правильные по порядку величины значения теплоты диссоциации и ионизационного потенциала газообразного водорода, она непригодна для точного расчета этих величин. Ограниченность применения механики в описании стационарных состояний, которые, таким образом, снова предстают перед нами, тем более серьезна, что здесь сама классификация этих состояний на основе правил квантования теряет свою однозначность. Хотя, как было весьма поучительно показано Льюисом, общая идея об одновременной принадлежности пар эквивалентных электронов разным атомам оказалась плодотворной для выражения гомеополярных связей, особенно в молекулярных органических соединениях. Здесь мы находимся определенно за пределами наглядных представлений на основе либо статических конфигураций, либо орбитальных движений. Детальному рассмотрению элементарных процессов химических реакций с помощью идей обычной механики препятствует конфликт между этими идеями и точкой зрения на стабильность атомов, выраженной квантовыми постулатами. Однако адекватная основа этого расчета в последние несколько лет была предоставлена новыми символическими методами, существенно приспособленными к существованию кванта действия.

*

Фундаментальный шаг в установлении собственно *квантовой механики* был сделан в 1925 г. Гейзенбергом, который показал, как заменить обычные кинематические понятия, в духе соображений соответствия, символами, относящимися к элементарным процессам и вероятности их осу-

ществления. Этот символический формализм, в самом деле, может рассматриваться как чрезвычайно остроумное завершение развития идей, которое характеризовалось применением Крамерсом лоренцовской классической теории оптической дисперсии к квантовой теории спектров. Эта основанная на идее соответствия трактовка дисперсии естественным образом объясняет раман-эффект, который в последние годы имел столь важное значение для разъяснения химических проблем. В самом деле, этот эффект, на существование которого впервые указал Смекал на основе квантовых постулатов, представляет весьма удивительный контраст ожиданиям классической теории, согласно которой спектральные линии должны проявлять только нормальную дисперсию, поскольку предполагается, что их происхождение связано с излучением гармонических осцилляторов. Из общих теоретических положений символический формализм Гейзенберга, развитый благодаря важным работам, особенно Борна, Иордана и Дирака, является совершенно удовлетворительным в области его применимости. Однако метод, который не только является чрезвычайно мощным для трактовки конкретных проблем, но и в огромной мере разъясняет общие принципы квантовой механики, разработан Шредингером. Этот метод основан на оригинальной идее де Бройля, который в 1924 г. предложил связывать с движением материальной частицы вòлны, частота и длина волны́ которых связаны с энергией и импульсом фундаментальной формулой Эйнштейна для квантов излучения, которая оказалась столь полезной в объяснении эффекта Комптона. Как известно, эта идея так называемых «волн материи» позволила дать полное истолкование замечательных экспериментов Дэвиссона и Джермера и Г. П. Томсона по дифракции электронного пучка на кристаллах, которая так удивительно напоминает дифракцию рентгеновских лучей. Как и остроумный метод Дебая структурного анализа с помощью рентгеновских лучей, эта дифракция электронов недавно оказалась очень полезной для исследования структуры молекул органических веществ. Однако чрезвычайная плодотворность волновой картины в объяснении поведения электронов не должна заставлять нас забывать, что здесь отсутствует полная аналогия с распространением обычной волны в материальных средах или с передачей энергии электромагнитных волн через пустое пространство. Точно так же, как в случае квантов излучения, часто называемых «фотонами», здесь мы имеем дело с символами, полезными для формулирования вероятностных законов, управляющих элементарными процессами, которые не могут быть проанализированы на основе идей классической физики. В этом смысле такие выражения, как «корпускулярная природа света» или «волновая природа электронов», неопределенны, поскольку понятия частицы и волны строго определены только в классической физике, где свет и электроны представляют собой соответственно электромагнитные волны и материальные частицы.

Что же касается приложений к проблемам химии, заслуга метода Шредингера состоит прежде всего в поучительных картинах стационарных состояний, представляемых стоячими волнами, узлы которых непосредственно связаны с квантовыми числами, используемыми в классификации спектральных термов. В самом деле, это было только наглядным представлением квантовых чисел электронных орбит посредством узлов колебаний, которое было первоначальной целью де Бройля. Однако символический аспект шредингеровских волновых функций немедленно проявляется в использовании многомерного координатного пространства, существенного для их представления в случае атомных систем с несколькими электронами. Не менее важным является то, что это обстоятельство позволяет нам в простом и общем виде сформулировать принцип исключения Паули. Согласно этой формулировке, волновая функция системы электронов никогда не является симметричной по пространственным и спиновым координатам любых двух электронов, хотя все электроны неразличимы и, следовательно, играют одинаковую роль в волновой функции. Отсутствие наглядности в принципе Паули, о чем мы уже упоминали, также ясно выявлено той ролью, какую играет идея спина электрона в этой формулировке. Одним из наиболее выдающихся вкладов в новое развитие теории является квантовая теория электрона Дирака, которая объясняет все эффекты, приписывавшиеся прежде магнитному моменту или моменту количества движения электрона, путем символической процедуры, использующей наряду с квантом действия только понятия классической релятивистской электронной теории. Гейзенберг, кому мы наряду с Дираком обязаны квантовомеханическим разъяснением принципа исключения, показал, как это согласуется с появлением двух некомбинирующих систем термов в спектре нейтрального атома гелия, отвечающих соответственно симметричным и антисимметричным волновым функциям в пространстве координат двух электронов. Действительно, существование этих так называемых орто- и парасистем было загадкой с тех пор, как химиками были предприняты безрезультатные попытки разделить газообразный гелий на две гипотетические составляющие, названные орто- и парагелием. В то время как нормальное состояние атома гелия принадлежит к парасистеме, первый терм ортосистемы соответствует так называемому метастабильному состоянию атома гелия, на замечательные свойства которого впервые указал Франк. Очень интересный вклад в решение проблемы строения атома гелия внес недавно Хилераас, который на основе волновой механики развил точный метод численного определения волновых функций и получил значение ионизационного потенциала гелия, которое в пределах ошибок эксперимента согласуется со спектральными данными. В самом деле, этот результат представляет собой первый количественный вывод величины, зависящей от строения атома с более чем одним электроном. Недавно расчеты Хилерааса получили дальнейшее

удивительное подтверждение в выполненном Эдленом анализе спектров одно-, дву- и троекратно заряженных ионов бериллия, бора и углерода соответственно. Для атомов и ионов с более чем двумя электронами до сих пор не выполнены точные расчеты спектральных термов; однако для таких атомов волновые функции, полученные приближенным методом Хартри, также оказались полезными, особенно в объяснении пространственного распределения электронов в атомах, определяющего рассеяние рентгеновских лучей.

Замечательный аппарат квантовой механики в сочетании с принципом исключения был не только существенным для детальной трактовки свойств изолированных атомов, но и необходимым для рассмотрения проблем строения молекул. Для этой проблемы изучение так называемых *полосатых спектров* имеет столь же фундаментальное значение, как и изучение сериальных спектров для проблемы строения атомов. Так же как последний спектр дает нам информацию о состояниях связывания электронов в атомах, анализ полосатых спектров говорит нам об электронной связи в молекулах и, кроме того, о колебаниях ядер по отношению друг к другу и о вращении молекулы в целом. Последовательное разъяснение этой проблемы дает интересную иллюстрацию к общему развитию теоретической спектроскопии. Инфракрасные полосы поглощения полярных молекул были удовлетворительно объяснены уже в классической электромагнитной теории как результат колебаний составляющих их ионов относительно друг друга; в противоположность случаю спектра, обусловленного изменением в электронной связи, это объяснение нуждается лишь в незначительной модификации в рамках квантовой теории, поскольку массы ионов настолько велики, что вибрации, включающие несколько квантов, все же можно рассматривать как малые гармонические колебания около положений равновесия. Ожидаемые выводы классической теории в отношении влияния на спектры трансляционных и вращательных движений атомных систем как целого были первоначально рассмотрены Рэлеем. В то время как его выводы относительно ширины спектральных линий, обусловленной смещениями молекул газа в их хаотическом тепловом движении, остаются в силе для исследований масс излучающих систем, ожидаемые выводы о влиянии тепловых вращений представляли фундаментальную трудность для понимания наблюдаемой резкости линий атомных спектров до установления ядерной модели атома, согласно которой существенная часть массы атома не вносит вклад в его момент инерции. Однако в случае молекул тепловое вращение существенно для формы инфракрасных полос поглощения; это впервые было осознано Бьеррумом в 1912 г. Его соображения были совершенно независимы от конкретных идей строения атома; в соответствии с эйнштейновской теорией удельной теплоемкости он сделал важное предсказание, что рассматриваемые полосы должны обладать тонкой структурой, в которой каждая компонента

должна соответствовать различному числу вращательных квантов. По современным воззрениям на природу спектральных линий эта интерпретация тонкой структуры должна быть модифицирована так, что каждая компонента связана не с отдельным вращательным состоянием, но происходит от процесса перехода, включающего изменение как вращательных квантов, так и колебательных. Тем не менее вследствие правил отбора для таких переходов, выведенных из соображений соответствия, получаемая тонкая структура инфракрасных полос поглощения оказалась в общем типа предсказанной Бьеррумом и вскоре была подтверждена наблюдениями. Полный анализ этих полос впервые стал возможным с помощью усовершенствованных методов квантовой механики, которая позволяет однозначно определить моменты инерции молекулы в ее различных колебательных состояниях и в результате детально понять пространственную конфигурацию ядер. В случае полосатых спектров в оптической области мы имеем дело с переходами, которые включают существенную модификацию электронной связи, ответственной за обмен энергией в химических реакциях; анализ этих спектров, основанный на комбинационном принципе и соображениях соответствия, дает нам ценную информацию о таких реакциях. Методы квантовой механики здесь особенно полезны для понимания гомеополярных связей, как впервые показали Гайтлер и Лондон. Таким образом, химическая «связь» оказывается существенно связанной с такими аспектами стабильности атомов, которые не допускают однозначного наглядного представления с помощью пространственно-временных образов. Хотя никаких количественных результатов в этой области до сих пор не получено, основополагающие идеи, несомненно, достаточны для того, чтобы предоставить в связи с анализом полосатых спектров надежную основу для обсуждения большого материала об органических соединениях, распутанного химиками с такой поразительной интуицией.

Весьма заманчиво развить этот пункт, который сам по себе мог бы служить самостоятельной темой лекции по химии и квантовой теории; но это заставило бы меня входить в детали более специального характера, чем допускает план настоящей лекции. Прежде чем перейти к другим проблемам, мы кратко обсудим важные выводы, которые могут быть получены из интерпретации спектров молекул, касающиеся так называемой *квантовой статистики* в отношении ядер. Здесь отправным пунктом было найденное Гейзенбергом и Хундом специфическое чередование интенсивностей линий во вращательных полосах спектров молекул, состоящих из двух тождественных атомов. В соответствии с тем фактом, что вращение таких симметричных молекул, по классической теории, не будет приводить к какому-либо излучению с частотой вращения, но только к излучению с удвоенной частотой, вращательные состояния, по квантовой механике, будут расщепляться на две некомбинирующие системы, характеризуемые соот-

ветственно четными и нечетными значениями вращательного квантового числа. Как показал Деннисон, этот результат получил поразительное подтверждение в измерениях Ойкена удельной теплоемкости водорода при низких температурах; результаты этих измерений долго не удавалось интерпретировать на основе квантовой статистики. В самом деле, вследствие невозможности переходов между этими двумя типами вращательных состояний молекулы водорода при условиях этих измерений тепловое равновесие будет существовать только в пределах каждой из упомянутых систем состояний, но не между ними. Даже при очень низких температурах молекулы будут тогда находиться во вращательных состояниях обеих систем, которые по аналогии с классификацией стационарных состояний атома гелия называются орто- и парасостояниями. Только при специальных условиях, способствующих установлению теплового равновесия, Бонхоферу и Ойкену недавно удалось привести все молекулы в низшее, парасостояние, аналогичное нормальному состоянию атома гелия. Для количественной интерпретации этих удивительных явлений необходимо предположить, что протоны, как и электроны, подчиняются тому же самому принципу исключения (в смысле, что все волновые функции молекулы водорода антисимметричны не только по пространственным и спиновым координатам электронов, но и по таким же координатам протонов, определенным совершенно аналогичным путем). Этот вывод находится в полном согласии с изменениями интенсивности линий во вращательных полосах водорода, анализ которых дал для моментов инерции молекулы значения, совпадающие со значениями, полученными из теории удельной теплоемкости. Однако изучение полосатого спектра гелия открыло новые важные особенности. Действительно, было найдено, что волновые функции в этом случае симметричны по пространственным координатам двух ядер, для которых не должен учитываться спин. Мы встретились здесь с тем же самым типом статистики, который был впервые введен Бозе для объяснения планковского закона излучения черного тела на основе идеи фотонов. Несмотря на это формальное сходство, удивительное отклонение от идей классической статистики, с которым мы здесь имеем дело, с точки зрения соответствия имеет важное различие в случаях фотонов и материальных частиц, подобных ядрам гелия. В первом случае это отклонение связано с символическим характером идеи фотонов, который уже подчеркивался; действительно, в пределе, когда квантом действия можно пренебречь и когда, таким образом, всякие следы этой идеи исчезают, статистика рассматриваемого типа сводится к классической трактовке электромагнитного поля излучения. С другой стороны, в случае материальных частиц, представляющих собой хорошо определенные понятия с классической точки зрения, новая квантовая статистика не находит адекватного приложения в области обычной статистической механики, в которой пренебрегается существованием кванта действия и частицы

рассматриваются как отдельные динамические сущности. Эта ситуация возникает из того самого обстоятельства, что в квантовой механике мы имеем два коренным образом различающихся типа статистики; именно, наряду со статистикой Бозе имеется так называемая статистика Ферми, которая основана на принципе исключения. Существенная ненаглядность этих статистик не является, однако, препятствием для их плодотворных приложений в самых различных атомных проблемах. Так, статистика Ферми оказалась в руках Зоммерфельда существенной для понимания электропроводности металлов и других родственных явлений; статистика же Бозе, как недавно показал Мотт, необходима для объяснения рассеяния α-лучей в гелии.

*

В этом весьма беглом сообщении невозможно дать правильное представление о красоте и стройности новой квантовой механики, в которой особенно большое наслаждение могут найти те, кто следил за основными этапами эволюции идей, наброски которых я пытался дать в этой лекции. Верно, что это развитие постепенно уводило нас от идеалов, которые внушали античные философы-атомисты и которые оказались чрезвычайно плодотворными для развития химической и физической наук. Однако это разочарование в свою очередь приводит нас к более широкому и, я осмелюсь сказать, к более непредубежденному взгляду на явления природы. В самом деле, в существовании кванта действия мы признали внутреннее ограничение в отношении структуры атома, присущее не только всем понятиям классической физики, но даже идеям, лежащим в основе нашего подхода к повседневному опыту. Недвусмысленное приложение таких фундаментальных понятий, как пространство и время, фактически существенно ограничено вследствие конечного взаимодействия между объектом и измерительным инструментом, которое в результате существования элементарного кванта присутствует во всяком измерении. Чтобы понять этот пункт, мы должны вспомнить, что это взаимодействие не может быть полностью учтено при описании явлений, так как само определение пространственно-временно́й структуры подразумевает пренебрежение реакцией объекта на измерительные приборы. Таким образом, любая попытка фиксировать пространственно-временны́е координаты частиц, составляющих атом, должна в конце концов включать существенно неконтролируемый обмен энергией и импульсом с измерительными стержнями и часами, который препятствует однозначной связи динамического поведения атомных частиц до наблюдения с их более поздним поведением. И, наоборот, каждое приложение законов сохранения, например, к балансу энергии в атомных превращениях, влечет за собой существенный отказ от прослеживания в пространстве и времени инди-

видуальных частиц. Иными словами, использование идеи стационарных состояний находится во взаимно исключающем соотношении с применимостью пространственно-временны́х представлений. Эта ситуация точно соответствует формализму квантовой механики, согласно которому численные значения двух динамических переменны́х в общем случае не могут быть определены одновременно; пределы их однозначной оценки задаются специфическими соотношениями, известными как *принцип неопределенности* Гейзенберга. Этот принцип определяет рамки применимости классических понятий, необходимые для понимания фундаментальных законов стабильности атома, которые находятся вне области применимости этих понятий. Существенная неопределенность, рассматриваемая здесь, не должна поэтому означать одностороннего отхода от идеала причинности, лежащего в основе любого рассмотрения явлений природы. Использование сохранения энергии в связи с идеей стационарных состояний, например, имеет в виду особенно замечательное подтверждение причинности, если мы учтем, что сама идея движения, на которой основано классическое определение кинетической энергии, становится неопределенной в области строения атома. Как я подчеркивал упомянутой аргументацией, пространственно-временну́ю координацию и динамические законы сохранения можно рассматривать как *два дополнительных аспекта обычной причинности*, которые в этой области до некоторой степени исключают друг друга, хотя ни один из них не теряет своей внутренней законности. В этом смысле мы осознаем, как я упомянул в начале настоящей лекции, что самим позициям физиков и химиков соответствуют две дополнительные точки зрения, одинаково необходимые для понимания законов природы.

Чтобы оценить роль понятия вероятности в атомной теории, важно, кроме того, вспомнить, что полный контроль над ходом событий, который имеется в виду при классическом описании явлений природы, включает существенное предположение о полной свободе выбора начальных условий. Однако в таких случаях, как осуществление элементарных процессов перехода, где даже нет возможности определить начальные условия в классическом смысле, мы должны быть удовлетворены тем, что можно прибегать к вероятностному рассмотрению в духе соображений соответствия. Несмотря на существенно новую ситуацию, возникшую вследствие открытия кванта действия, эта характерная особенность, с которой мы здесь имеем дело, не является незнакомой в атомной теории. Типичный пример дает статистическая теория тепла, согласно которой само понятие температуры находится в исключающем отношении к детальному описанию поведения атомов в соответствующих телах. Это и есть как раз то, что подразумевается в максвелловском законе распределения скоростей и что явно выступает в гиббсовской трактовке статистической термодинамики, который позволяет разрешить кажущееся противоречие между за-

коном возрастания энтропии и общей обратимостью отдельных механических процессов, которые включаются в больцмановскую вероятностную интерпретацию энтропии. Действительно, термодинамическая необратимость, проявляющаяся в выравнивании температур, не означает невозможности обратного хода событий, но имеет в виду, что предсказание такого обратного хода не может быть частью любого описания, включающего знание температур различных тел. Эта ситуация представляет собой замечательную аналогию со специфической необратимостью, характерной для квантовомеханического описания. В самом деле, обратимость классических законов движения формально подтверждается квантовой символикой, но неопределенность в использовании классических понятий, определяющих состояние в некоторый заданный момент времени, подразумевает существенную необратимость в физической интерпретации этой символики.

В термодинамике, так же как в квантовой механике, описание содержит существенное ограничение, накладываемое на наш контроль событий, которое связано с невозможностью говорить о событиях, полностью определенных в обычном механическом смысле. Конечно, это ограничение имеет совершенно различную природу в двух рассматриваемых случаях. Действительно, в статистической термодинамике мы прежде всего имеем дело не с несостоятельностью механических понятий в объяснении деталей событий, но с несовместимостью такого детального учета и определения температуры. С другой стороны, в квантовой механике мы имеем дело с существенной несовместимостью между элементарными законами стабильности атомов и использованием понятий классической механики, с помощью которой должны интерпретироваться все измерения. Как мы уже видели, точка зрения «дополнительности» в описании атомных явлений навязана нам существованием кванта действия, аналогично тому, как мы вынуждены были принять точку зрения относительности в классической физике ввиду конечной скорости распространения всех электромагнитных взаимодействий. В этом смысле квантовая механика, можно сказать, представляет следующий шаг в развитии наших средств адекватного описания явлений природы.

Однако область применимости квантовомеханического формализма существенно ограничена проблемами, в которых присущую элементарным электрическим частицам стабильность можно не включать в рассмотрение, подобно тому, как это делается в классической электронной теории. В этой связи нельзя забывать, что существование электрона даже в классической теории накладывает существенное ограничение на применимость механических и электродинамических понятий. В самом деле, конечная скорость распространения электромагнитных сил влечет за собой существование фундаментальной длины — так называемого «радиуса электрона», — определяющей нижний предел протяженности области, где еще

может быть законной идеализация, согласно которой электрон рассматривается как заряженная материальная точка. Не только концентрация заряда электрона в области все меньших размеров будет приводить к существенной модификации его массы; мы встречаемся здесь даже с ограничением однозначного использования идеи инертной массы. Фактически мы теряем всякую простую основу четкого разграничения между пондеромоторными силами и реакциями излучения, когда мы рассматриваем процессы, в которых электрон испытывает изменение скорости, сравнимое по порядку величины со скоростью света, на пути, равном диаметру электрона. Верно, что подобные соображения в значительной степени теряют свой смысл вследствие существования кванта действия, который накладывает существенное ограничение на анализ движения. Плодотворность квантовой механики в приложении к проблеме стабильности атома состоит как раз в том факте, что линейные размеры областей, приписываемых даже наиболее прочно связанным внеядерным электронам, все же очень велики по сравнению с классическим диаметром электрона. В то же время уже упомянутая теория Дирака, которая представляет собой чрезвычайно важный шаг к приспособлению формализма теории к точке зрения релятивистской инвариантности, вскрыла новые аспекты фундаментальных трудностей, заключающихся в примирении внутренней стабильности электрона с существованием кванта действия. В действительности дираковский формализм предполагает возможность процессов перехода из состояний, соответствующих нормальным свойствам электрона, в так называемые состояния с отрицательной энергией, для которых знак его отношения заряда к массе обратный; при этом энергии переходов превышают критическое значение, которое, согласно известному соотношению Эйнштейна, соответствует инертной массе электрона. Переходы этого типа, согласно теории, должны происходить так часто, что даже атомы водорода мгновенно разрушались бы с испусканием излучения очень высокой частоты. Дирак сделал интересную попытку преодолеть эти трудности путем распространения формализма, который дает возможность исключать нежелательные переходы на основе предположения, что все состояния с отрицательной энергией обычно заполнены, аналогично заполненным группам в атомах. Однако такие соображения, видимо, выходят за пределы применимости метода соответствия, и трудности, присущие любому формализму, основанному на идеализации электрона как заряженной материальной точки, чрезвычайно поучительно выступают также в предпринятой недавно Гейзенбергом и Паули попытке построить теорию электромагнитных полей в рамках квантовой механики. Их формализм фактически ведет к следствиям, несовместимым с конечной массой электрона и слабой связью между атомами и полями электромагнитного излучения, на которых основывается интерпретация эмпирических данных о спектрах, базирующаяся

на идее стационарных состояний. Эти обстоятельства нам настоятельно напоминают, что все рассмотрения атомных проблем, опирающиеся на соображения соответствия, являются *существенно приближенной процедурой*, которая стала возможной только вследствие малого отношения квадрата элементарной единицы электрического заряда к произведению скорости света на квант действия; это позволяет нам в значительной степени избегать трудностей релятивистской квантовой механики при рассмотрении поведения внеядерных электронов. Подобно отношению масс электрона и протона, это отношение представляет собой безразмерную константу, существенно важную для всей нашей картины атомных явлений, теоретический вывод которой является предметом многих интересных размышлений. Хотя мы должны ожидать, что определение этих констант будет неотъемлемой частью общей последовательной теории, естественным образом включающей существование элементарных электрических частиц и существование кванта действия, эти проблемы, по-видимому, находятся вне сферы действия современной формулировки квантовой теории, существенным предположением которой является полная независимость этих двух фундаментальных аспектов атомистики.

*

Эту ситуацию надо иметь в виду, когда мы обращаемся к проблеме *строения атомных ядер*. Эмпирические данные как о зарядах и массах этих ядер, так и о самопроизвольных и вызванных возбуждением ядерных превращениях, приводят, как мы видели, к предположению, что все ядра построены из протонов и электронов. Однако как только мы начинаем более близко исследовать строение даже простейших ядер, существующая формулировка квантовой механики оказывается существенно недостаточной. Например, она совершенно неспособна объяснить, почему четыре протона и два электрона, удерживающиеся вместе, образуют стабильное ядро гелия. Здесь мы, очевидно, находимся вне области применимости любого формализма, основанного на предположении о точечных электронах, как это явствует из того факта, что размеры ядра гелия, полученные из рассеяния α-лучей в гелии, оказываются одного порядка величины с классическим диаметром электрона. Именно это обстоятельство наводит на мысль, что стабильность ядра гелия неразрывно связана с ограничением, накладываемым на классическую электродинамику существованием и стабильностью самого электрона. Однако это значит, что никакой прямой подход к этой проблеме, основанный на обычных аргументах соответствия, невозможен, по крайней мере в отношении поведения внутриядерных электронов. Что же касается поведения протонов, ситуация существенно иная, поскольку их сравнительно большая масса по-

зволяет однозначно использовать концепцию пространственной координации даже в пределах ядерных размеров. При отсутствии общей последовательной теории, объясняющей стабильность электрона, мы, конечно, не можем сделать какую-либо прямую оценку сил, которые удерживают протоны в ядре гелия; но интересно заметить, что освобождаемая при образовании ядра энергия, вычисленная из так называемого дефекта массы с помощью соотношения Эйнштейна, согласуется с энергией связи протонов, которую можно ожидать, согласно квантовой механике, из известных размеров ядер. В самом деле, это согласие показывает, что значение отношения масс электрона и протона играет фундаментальную роль в вопросе стабильности атомных ядер. В этом отношении проблема строения ядер проявляет характерное отличие от строения внеядерных электронных конфигураций, поскольку стабильность этих конфигураций существенно независима от этого отношения масс. Когда мы переходим от ядра гелия к более тяжелым ядрам, проблема строения ядра становится все более сложной, хотя некоторое упрощение предоставляет то обстоятельство, что α-частицы могут рассматриваться в значительной степени как отдельные, реально существующие образования, входящие в состав этих ядер. На эту мысль наводят не только общие факты о радиоактивности, но и то, что добавочные дефекты массы, выраженные правилом Астона целочисленных атомных весов изотопов, малы.

Главный источник знаний о строении атомных ядер — изучение их распада и превращений; однако важная информация получается также из обычного спектрального анализа. Как было отмечено, сверхтонкая структура спектральных линий позволяет нам получить сведения о магнитных моментах и моментах количества движения атомных ядер, а из чередования интенсивностей в полосатых спектрах мы выводим статистику, которой подчиняются ядра. Можно думать, что интерпретация этих результатов лежит в значительной степени вне сферы действия теперешней квантовой механики; в частности, идея спина оказывается неприменимой к внутриядерным электронам, как было впервые подчеркнуто Кронигом. Это выступает особенно ясно из данных относительно статистики ядер. Верно, что уже отмеченный факт подчинения ядер гелия статистике Бозе есть как раз то, что ожидалось из квантовой механики для систем, составленных из четного числа частиц, которые подобно электронам и протонам удовлетворяют принципу исключения Паули. Но следующее ядро, для которого имеются данные относительно статистики, а именно ядро азота, подчиняется также статистике Бозе, хотя оно состоит из нечетного числа частиц — 14 протонов и 7 электронов, и таким образом должно подчиняться статистике Ферми. В самом деле, общие экспериментальные данные относительно этого пункта, по-видимому, следуют такому правилу, что ядра, содержащие четное число протонов, подчиняются статистике Бозе, тогда как ядра, содержащие нечетное число протонов, —

статистике Ферми. С одной стороны, эта удивительная «пассивность» внутриядерных электронов в определении статистики есть, в самом деле, весьма прямое указание на существенное ограничение идеи отдельных динамических единиц в применении к электронам. Строго говоря, мы не находим оправдания даже утверждению, что ядро содержит определенное число электронов; можно говорить только о том, что его отрицательный электрический заряд равен целому числу элементарных единиц, и в этом смысле испускание β-лучей из ядра может рассматриваться как создание электрона как некой механической единицы. С другой стороны, только что упомянутое правило относительно статистики ядер можно рассматривать, с этой точки зрения, как подтверждение существенной законности квантовомеханической трактовки поведения α-частиц и протонов в ядрах. Фактически такая трактовка очень плодотворна также для объяснения их участия в самопроизвольных и искусственно вызываемых ядерных расщеплениях.

Через десять лет, прошедших со времени фундаментальных открытий Резерфорда, накоплено большое количество чрезвычайно ценных данных по этому вопросу в основном благодаря большой исследовательской работе в этой новой области, проведенной под его руководством в Кавендишской лаборатории. Таким образом, с теоретической точки зрения, одним из наиболее интересных результатов новейшего развития атомной теории является использование вероятностного рассмотрения для формулировки фундаментального *закона распада*, который в то время был совершенно изолированной и очень смелой гипотезой; оно оказалось полностью соответствующим общим идеям квантовой механики. Уже на более примитивной стадии развития квантовой теории этот пункт затрагивался Эйнштейном в связи с его формулировкой вероятностных законов элементарных процессов излучения и был затем подчеркнут Росселандом в его плодотворной работе по обратным столкновениям. Однако именно волновомеханический формализм впервые создал основу для детального истолкования радиоактивного распада в полном соответствии с выводом Резерфорда о размерах ядер, сделанным из рассеяния α-лучей. Как было отмечено Кондоном и Гэрни и независимо Гамовым, волновомеханический формализм в сочетании с простой моделью ядра приводит к поучительному объяснению закона α-распада, а также специфического соотношения, известного как правило Гейгера—Нэттола, между средним временем жизни исходного элемента и энергией испущенной α-частицы. Особенно Гамову удалось распространить квантовомеханическую трактовку ядерных проблем на общий качественный учет связи между α- и γ-спектрами, в которой идеи стационарных состояний и элементарных процессов перехода играют ту же роль, что и в случае обычных атомных превращений и оптических спектров. В этих исследованиях α-частицы в ядрах рассматриваются подобно внеядерным электронам в атомах, однако с той

характерной разницей, что α-частицы подчиняются статистике Бозе и удерживаются в ядре благодаря взаимодействию их самих, в то время как электроны, подчиняющиеся статистике Ферми, удерживает в атоме притяжение ядра. Это обстоятельство наряду с другими причинами ответственно за малую скорость испускания энергии, в виде γ-излучения, возбужденными ядрами, которая сравнима даже со скоростью обмена механической энергией между такими ядрами и окружающими их электронными оболочками, так называемой внутренней конверсии. Действительно, в противоположность атому, построенному из отдельных положительно и отрицательно заряженных частиц, система, подобная ядру и состоящая только из α-частиц, никогда не будет обладать электрическим моментом, и в этом отношении едва ли можно ожидать, что добавочные протоны и отрицательные заряды реальных ядер могут существенно изменить положение. Помимо таких простых приложений принципа соответствия наше незнание сил, действующих на α-частицы и протоны в ядрах, которые, надо думать, существенно зависят от отрицательных зарядов, не допускает в настоящее время теоретические предсказания более количественного характера. Многообещающее средство исследования этих сил предоставляет нам изучение контролируемых ядерных расщеплений и смежных явлений. Поскольку это касается поведения α-частиц и протонов, можно, следовательно, с помощью квантовой механики постепенно построить детальную теорию строения ядра, из которой мы можем в свою очередь получить дальнейшую информацию о новых аспектах атомной теории, которые представляются проблемой отрицательных электрических зарядов в ядрах.

Что касается этого последнего вопроса, большой теоретический интерес недавно вызвали своеобразные особенности *испускания β-лучей*. С одной стороны, исходные элементы имеют определенную скорость распада, выраженную простым вероятностным законом так же, как в случае α-распада. С другой стороны, обнаружено, что энергия, освобождающаяся в отдельном β-превращении, варьирует в пределах широкого непрерывного интервала, тогда как энергия, излучаемая при α-распаде, при учете сопровождающего электромагнитного излучения и превращения в механическую энергию, видимо, является одинаковой для всех атомов одного и того же элемента. Если испускание β-лучей из атомных ядер, вопреки ожиданию, является не спонтанным процессом, но обусловлено некоторым внешним фактором, то применение принципа сохранения энергии к β-распаду означало бы, что атомы какого-либо заданного радиоактивного элемента имеют различную энергию. Хотя соответствующие вариации масс были бы слишком малы, чтобы их можно было обнаружить существующими экспериментальными методами, такие конечные разности энергий индивидуальных атомов было бы очень трудно согласовать с другими свойствами их. Во-первых, мы не находим аналогии таким вариа-

циям в области нерадиоактивных элементов. В самом деле, поскольку это касается исследований статистики ядер, найдено, что ядра любого типа, имеющие один и тот же заряд и в пределах экспериментальной точности одну и ту же массу, должны подчиняться определенной статистике в квантовомеханическом смысле; это значит, что такие ядра должны рассматриваться не как приближенно равные, а как существенно тождественные. Этот вывод является тем более важным для наших рассуждений, что при отсутствии какой-либо теории внутриядерных электронов рассматриваемая тождественность никоим образом не является следствием квантовой механики, подобно тождественности внеядерных электронных конфигураций всех атомов некоторого элемента в некотором данном стационарном состоянии, но представляет собой новую фундаментальную черту атомной стабильности. Во-вторых, нельзя найти никакого доказательства вариации энергии обсуждаемого типа при изучении стационарных состояний радиоактивных ядер, связанных с испусканием членами радиоактивного семейства α- и γ-лучей, предшествующих или следующих за образованием β-лучей. Наконец, определенная скорость распада, которая является общей чертой α- и β-превращений, указывает даже для β-радиоактивных ядер на существенное сходство всех исходных атомов, несмотря на вариацию энергии, освобождающейся при испускании β-лучей. При отсутствии общей последовательной теории, включающей в себя соотношение между присущей электронам и протонам стабильностью и существованием элементарных квантов электричества и действия, очень трудно прийти к определенному заключению в этом вопросе. Однако на современном этапе развития атомной теории мы можем сказать, что не существует эмпирических или теоретических аргументов для подтверждения закона сохранения энергии в случае β-распада, и попытки сделать это даже приводят к осложнениям и трудностям. Конечно, радикальный отход от этого закона заключал бы в себе странные следствия в случае, если бы такой процесс мог быть обращен. В самом деле, если бы в некотором процессе столкновения электрон мог поглотиться ядром с потерей его механической индивидуальности и, следовательно, мог быть воссоздан как β-частица, мы нашли бы, что энергия этой β-частицы вообще отличалась бы от энергии исходного электрона. Точно так же, как учет таких аспектов строения атома существен для объяснения обычных физических и химических свойств материи и означает отказ от классического идеала причинности, еще не вскрытые особенности стабильности атомов, ответственные за существование и свойства атомных ядер, могут заставить нас отказаться от самой идеи сохранения энергии. Я не буду дальше входить в такие рассуждения и в их возможную связь с много обсуждавшимся вопросом об источнике энергии звезд. Я коснулся этого вопроса главным образом для того, чтобы

подчеркнуть, что в атомной теории, несмотря на весь ее новейший прогресс, мы должны еще быть готовы к новым сюрпризам.

*

При оценке современного положения в теории атома существенно осознать, что все классическое описание явлений природы зависит от свойственной обычным материальным телам стабильности и что поэтому мы не должны особенно удивляться, если в той области науки, где эта стабильность сама является предметом исследования, мы встретимся с новыми аспектами естествознания. В преодолении нерешенных трудностей, связанных с этой ситуацией, нас больше всего ободряет пример людей, подобных Фарадею, которые, идя непроторенными путями, знали, как найти надежную руководящую идею для раскрытия тайн природы в самой природе. Непривычный характер взглядов, к которым ведут такие стремления, будет, естественно, часто казаться таинственным; но, как с особой силой подчеркнул Гельмгольц, именно общий научный метод Фарадея позволил ему более, чем кому-либо еще, сделать вклад в достижение великой цели: «очистить науку от последних остатков метафизики». В заключение этой лекции я могу позволить себе выразить надежду, что современные попытки развития атомной теории не изменили в этом отношении тому великому примеру, который показал нам Фарадей, и что новые аспекты естествознания, имеющие тенденцию быть в гармонии со знаниями, собранными химиками и физиками в соответствующих областях, далеки от того, чтобы включать какую-либо таинственность, чуждую духу науки, и будут способствовать достижению великой общей цели.

38

СВЕТ И ЖИЗНЬ*

Как физик, чьи исследования ограничиваются свойствами неодушевленных тел, я не без колебаний принял любезное приглашение выступить с речью перед этим собранием ученых, которые встретились для того, чтобы способствовать нашему познанию благотворного действия света при лечении болезней. Будучи не в состоянии внести новое в эту прекрасную отрасль науки, столь важную для благосостояния человечества, я мог бы самое большее поговорить о чисто неорганических световых явлениях, которые во все времена особенно привлекали к себе физиков хотя бы потому, что свет является нашим главным орудием наблюдения. Однако я подумал, что в данном случае, может быть, будет интереснее рассмотреть в таком обсуждении вопрос о том, насколько результаты, достигнутые в более ограниченной области, а именно в физике, могут повлиять на наши взгляды на положение, занимаемое живыми организмами внутри общего здания естественных наук. Несмотря на утонченный и неуловимый характер загадок жизни, эта проблема возникала на каждой стадии развития науки, поскольку самое существо научного объяснения состоит в разложении более сложных явлений на более простые. В данный момент этой старой проблеме придает новый интерес то обстоятельство, что недавнее развитие атомной теории выявило существенную ограниченность механистического описания явлений природы. Это развитие как раз и началось с более пристального изучения взаимодействия между светом и материальными телами; оказалось, что некоторые особенности этого взаимодействия несовместимы с известными требованиями, выполнение которых всегда считалось обязательным для всякого физического объяснения. Как я попытаюсь показать, усилия физиков овладеть положением в какой-то мере похожи на позицию биологов, которую те всегда занимали более или менее интуитивно перед проявлениями жизни. Тем не менее я хочу сразу же подчеркнуть, что аналогия между светом и

---

* *Light and Life*. II[e] Congrès Intern. de la Lumière. Copenhagen, 1932; Nature, 1933, **131**, 421—423, 457—459.

жизнью существует только в этом чисто формальном отношении, поскольку свет является, пожалуй, наименее сложным из всех физических явлений, а жизнь представляет такое необозримое разнообразие, что едва поддается научному анализу.

С физической точки зрения свет можно определить как передачу энергии на расстояние между материальными телами. Такие эффекты находят себе, как известно, простое объяснение в рамках электромагнитной теории, которую можно считать рациональным расширением классической механики, пригодным для того, чтобы смягчить контраст между действием на расстоянии и действием при соприкосновении. По этой теории свет представляет электрические и магнитные колебания, связанные между собой и отличающиеся от обычных радиоволн только большей частотой колебаний и меньшей длиной волны. В самом деле, практически прямолинейное распространение света, на котором основана локализация тел прямым ви́дением или с помощью оптических приборов, всецело зависит от малости длины волны по сравнению с размерами рассматриваемых тел, а также приборов. В то же время волновой характер распространения света важен в двух отношениях. Он не только дает основу для объяснения цветовых явлений, которые благодаря спектроскопии дали столь важную информацию о строении материальных тел; волновой характер света существенно важен также и для всякого уточненного анализа оптических явлений. В качестве типичного примера я упомяну лишь об интерференционных полосах, которые возникают, если свет от одного источника может идти к экрану двумя различными путями. Здесь мы видим, что эффекты, которые были бы вызваны каждым из двух лучей света в отдельности, усиливаются в тех точках экрана, где фазы обоих цугов волн совпадают, т. е. там, где электрические и магнитные колебания обоих лучей имеют одинаковое направление, тогда как эффекты ослабляются и могут даже совсем исчезнуть в тех точках, где направления этих колебаний противоположны, т. е. там, где оба цуга волн находятся, как говорят, в противофазе. Эти интерференционные полосы представляют такую убедительную проверку волновой картины распространения света, что ее уже нельзя рассматривать как гипотезу в обычном смысле этого слова; эту картину надлежит считать адекватным отчетом о наблюдаемых явлениях.

Несмотря на это, в недавние годы проблема природы света подверглась, как вы все знаете, новому обсуждению в связи с обнаружением в механизме передачи энергии важного свойства атомистичности, совершенно непонятного с точки зрения электромагнитной теории. Действительно, всякая передача энергии светом может быть прослежена вплоть до индивидуальных актов, в каждом из которых передается так называемый световой квант; энергия его равна произведению частоты электромагнитных колебаний на квант действия (постоянную Планка). Очевидная противоположность между такого рода атомистичностью светового эффекта и

вытекающей из электромагнитной теории непрерывностью распространения энергии ставит перед нами дилемму такого характера, какой до сих пор не было известно в физике. Так, несмотря на явную недостаточность волновой картины распространения света, не может быть и речи о замене ее какой-нибудь другой картиной, которая опиралась бы на обычные механистические понятия. Следует особо подчеркнуть, что световые кванты не могут рассматриваться как частицы, которым можно было бы приписать точно определенный путь в смысле обычной механики. Если бы мы, желая убедиться в том, что световая энергия идет только по одному из двух путей между источником и экраном, задержали один из лучей непрозрачным телом, то интерференционные полосы исчезли бы начисто; совершенно так же и в любом явлении, для которого существенна волновая природа света, невозможно проследить путь индивидуального светового кванта, не нарушая существенно само исследуемое явление. Действительно, пространственная непрерывность распространения света в нашей картине и атомистичность световых эффектов являются дополнительными аспектами одного и того же явления. Дополнительность мы понимаем в том смысле, что оба аспекта отображают одинаково важные свойства световых явлений, причем эти свойства не могут вступать в явное противоречие друг с другом, поскольку более подробный анализ их на основе понятий механики потребовал бы взаимно исключающих экспериментальных установок. В то же время самая эта ситуация заставляет нас отказаться от полного причинного описания световых явлений и довольствоваться вероятностными законами, основанными на том факте, что электромагнитное описание передачи энергии остается справедливым в статистическом смысле. Последнее заключение представляет типичное приложение так называемого принципа соответствия, выражающего стремление до предела использовать понятия классических теорий — механики и электродинамики, — несмотря на противоположность между этими теориями и квантом действия.

На первый взгляд такая ситуация может показаться крайне неприятной. Но в науке и раньше случалось, что новые открытия приводили к установлению существенных ограничений для понятий, которые до тех пор считались не допускающими исключений. В таких случаях нас вознаграждает приобретение более широкого кругозора и более широких возможностей устанавливать связь между явлениями, которые прежде могли казаться даже противоречащими друг другу. И в самом деле, ограничение классической механики, символизируемое квантом действия, дало нам ключ к пониманию свойственной атомам устойчивости, на которой существенно основано механистическое описание природы. Конечно, фундаментальной чертой атомной теории всегда была невозможность понять неделимость атомов, оставаясь в рамках механических понятий; это положение практически не изменилось и после того, как неделимость

атомов была заменена неделимостью электронов и протонов, из которых построены атомы и молекулы. Но я говорил выше не об устойчивости, свойственной этим элементарным частицам, а об устойчивости состоящих из них атомных структур. Если мы подойдем к этой проблеме с точки зрения механики или электромагнитной теории, то мы не найдем достаточной основы для объяснения не только характерных свойств элементов, но даже и самого существования твердых тел (а на них в конечном счете опираются все измерения, служащие для локализации явлений природы в пространстве и времени). Эти затруднения теперь преодолены благодаря признанию того факта, что всякое поддающееся определению изменение атома есть индивидуальный акт, состоящий в полном переходе атома из одного его так называемого стационарного состояния в другое. Кроме того, раз в процессе перехода, в котором атом поглощает или испускает свет, происходит обмен только одним световым квантом, мы можем при помощи спектроскопических наблюдений непосредственно измерить энергию каждого из этих стационарных состояний. Полученные таким образом сведения были весьма убедительно подтверждены изучением того обмена энергией, который происходит при атомных столкновениях и при химических реакциях.

За последние годы произошло поразительное развитие атомной механики в направлении, указанном принципом соответствия. Благодаря этому наше теоретическое отображение свойств атомов стало столь же полным, как отображение астрономических данных ньютоновой механикой. Несмотря на всю сложность общих проблем атомной механики, для ее развития оказался чрезвычайно важным урок, преподанный нам анализом более простых световых эффектов. Так, между однозначным применением понятия стационарных состояний и механическим анализом внутриатомных движений существует то же соотношение дополнительности, какое существует между световым квантом и электромагнитной теорией излучения. Действительно, всякая попытка подробно проследить, как протекает процесс перехода, повлекла бы за собой неконтролируемый обмен энергией между атомом и измерительным прибором, что совершенно нарушило бы тот самый баланс энергии, который мы собирались исследовать. Причинное согласование опытных данных по законам механики выполнимо только в тех случаях, где действие велико по сравнению с квантом и где поэтому возможно подразделение явления. Если это условие не выполнено, то нельзя пренебрегать действием измерительного прибора на исследуемый объект; действие же это влечет за собой несовместимость различных типов информации, которые все необходимы для полного механистического описания в обычном смысле. Эта кажущаяся неполнота механического анализа атомных явлений в конечном счете происходит от присущей всякому измерению неопределенности в реакции объекта на измерительные приборы. Напомним, что общее понятие отно-

сительности выражает существенную зависимость всякого явления от системы отсчета, которой пользуются для его локализации в пространстве и времени. Подобно этому понятие дополнительности служит для того, чтобы символизировать имеющееся в атомной физике существенное ограничение понятия объективно существующего явления в смысле явления, не зависимого от способов его наблюдения.

Этот пересмотр основ механики, затрагивающий самое понятие физического объяснения, не только важен для полного понимания положения в атомной физике, но и создает новый фон для дискуссии о проблемах жизни в их связи с физикой. Это никоим образом не значит, что в атомных явлениях мы встречаем черты более близкого сходства со свойствами живых организмов, чем это наблюдается в обычных физических явлениях. На первый взгляд может показаться, что существенно статистический характер атомной механики противоречит поразительно утонченной организации живых существ. Однако мы должны помнить, что как раз этот дополнительный способ описания и оставляет место для тех закономерностей атомных процессов, которые чужды механике; он столь же важен для нашего отчета о поведении живых организмов, как и для объяснения специфических свойств неорганической материи. Так, в ассимиляции растениями углерода, от которой так сильно зависит также и питание животных, мы имеем дело с явлением, для понимания которого, несомненно, существенна индивидуальность фотохимических процессов. Точно так же немеханическая устойчивость атомных структур явно проявляется в характерных свойствах таких очень сложных химических соединений, как хлорофилл или гемоглобин, играющих фундаментальную роль в механизме растительной ассимиляции и в дыхании животных. Однако аналогии из области обычных химических фактов вроде старого сравнения жизни с огнем дадут, конечно, не более удовлетворительное объяснение живых организмов, чем дает их сопоставление с таким чисто механическим устройством, как часовой механизм. В самом деле, важные характерные особенности живых существ надо искать в их своеобразной организации, в которой свойства, поддающиеся анализу на основе обычной механики, так переплетаются с типично атомными чертами, как никогда не бывает в неорганической материи.

Поучительный пример того, до какой степени развита эта организация, представляет устройство и работа глаза; при его исследовании тоже была крайне полезна простота световых явлений. Мне незачем входить здесь в подробности, и я лишь напомню вам, что офтальмология раскрыла нам идеальные свойства человеческого глаза как оптического прибора. Действительно, предел, налагаемый на образование изображения неизбежными эффектами интерференции, практически совпадает с размерами тех частиц сетчатой оболочки, которые имеют самостоятельные нервные связи с мозгом. Для получения зрительного впечатления достаточно поглоще-

пия единичного светового кванта каждой такой частицей; поэтому можно сказать, что чувствительность глаза достигает предела, поставленного атомным характером световых процессов. Эффективность глаза в обоих этих отношениях фактически такая же, какую мы получаем в хорошем телескопе или микроскопе, соединенном с усилительным устройством, позволяющим наблюдать индивидуальные процессы. Правда, такими приборами можно сильно увеличить нашу наблюдательную способность, но благодаря пределам, поставленным фундаментальными свойствами световых явлений, невозможно придумать прибор, который был бы эффективнее глаза для той цели, для которой он предназначен. Это идеальное совершенство глаза, открытое благодаря недавнему развитию физики, наводит на мысль, что и другие органы, служат ли они для восприятия информации от окружающей среды или же для реакции на ощущения, тоже обнаружат такую же приспособленность к своему назначению и что также и здесь свойство индивидуальности, символизируемое квантом действия, имеет решающее значение для работы соответствующего усилительного механизма. Тот факт, что этот предел можно было проследить в глазу, но что его до сих пор не удалось заметить ни в одном из других органов, связан исключительно с простотой световых явлений, о которой мы говорили выше.

Признание важного значения черт атомистичности в механизме живых организмов само по себе не является, однако, достаточным для всестороннего объяснения биологических явлений. Исходный вопрос состоит, таким образом, в том, не следует ли добавить к нашему анализу явлений природы еще какие-то недостающие пока фундаментальные идеи, прежде чем мы сможем достигнуть понимания жизни на основе физического опыта. Несмотря на тот факт, что многообразие биологических явлений практически неисчерпаемо, едва ли можно дать ответ на этот вопрос, не обсудив, какой смысл следует придавать понятию «физическое объяснение» — смысл еще более глубокий, чем тот, к которому нас уже принудило открытие кванта действия. С одной стороны, поразительные свойства, которые постоянно обнаруживаются при физиологических исследованиях и которые столь заметно отличаются от всего, что известно для неорганической материи, привели биологов к убеждению, что надлежащее понимание существенных сторон жизни в рамках чистой физики невозможно. С другой стороны, точка зрения, известная как витализм, едва ли может быть однозначно выражена в форме предположения, что существует какая-то особая, не известная физике жизненная сила, которая и управляет органической жизнью. Действительно, я думаю, мы все согласны с Ньютоном: самый глубокий фундамент науки — это уверенность в том, что в природе одинаковые явления наступают при одинаковых условиях. Поэтому если бы мы могли продвинуть анализ механизма живых организмов столь же далеко, как это сделано для атомных явлений, то мы

едва ли бы нашли тогда какие-то свойства, чуждые неорганической материи. Рассматривая эту дилемму, мы должны, однако, помнить, что нельзя непосредственно сравнивать условия при биологических и при физических исследованиях, так как необходимость сохранить объект исследования живым налагает на первые ограничение, не имеющее себе подобного в последних. Так, мы, без сомнения, убили бы животное, если бы попытались довести исследование его органов до того, чтобы можно было сказать, какую роль играют в его жизненных отправлениях отдельные атомы. В каждом опыте над живыми организмами должна оставаться некоторая неопределенность в физических условиях, в которые они поставлены; возникает мысль, что минимальная свобода, которую мы вынуждены предоставлять организму, как раз достаточна, чтобы позволить ему, так сказать, скрыть от нас свои последние тайны. С этой точки зрения самое существование жизни должно в биологии рассматриваться как элементарный факт, подобно тому как в атомной физике существование кванта действия следует принимать за основной факт, который нельзя вывести из обычной механической физики. Действительно, существенная несводимость факта устойчивости атомов к понятиям механики представляет собой близкую аналогию с невозможностью физического или химического объяснения своеобразных отправлений, характеризующих жизнь.

Проводя эту аналогию, мы должны, однако, помнить, что в атомной физике и в биологии мы имеем дело с существенно различными проблемами. Если в первой области мы интересуемся прежде всего поведением материи в ее самых простых формах, то в биологии мы занимаемся материальными системами, сложность которых имеет фундаментальный характер, ибо даже самые примитивные организмы содержат большое число атомов. Правда, то обстоятельство, что обычная механика применима в обширной области, включая описание действия измерительных приборов, используемых в атомной физике, как раз и основано на возможности в широкой мере пренебрегать порождаемой квантом действия дополнительностью описания в тех случаях, когда мы имеем дело с телами, содержащими большое число атомов. Однако, несмотря на важное значение атомистичности, для биологических исследований типично, что мы никогда не можем контролировать внешние условия, в которые поставлен каждый отдельный атом, в той же мере, в какой это возможно при фундаментальных опытах атомной физики. Фактически мы даже не можем сказать, какие именно из атомов действительно принадлежат живому организму, так как всякое жизненное отправление сопровождается обменом веществ, благодаря которому атомы постоянно захватываются организацией, составляющей живое существо, и из нее выбрасываются. Действительно, этот обмен материей распространяется на все части живого организма до такой степени, что это препятствует резкому разграничению в атомном масштабе между теми его свойствами, которые

можно однозначно учесть обычной механикой, и теми, для которых решающим является учет кванта действия. Это фундаментальное различие между физическими и биологическими исследованиями означает, что нельзя поставить четко определенный предел применимости физических идей к проблемам жизни — предел, которому соответствовала бы в атомной механике разница между областью причинного механистического описания и собственно квантовыми явлениями. Эта очевидная неполнота рассматриваемой аналогии коренится в самих определениях слов «жизнь» и «механика», которые в конце концов являются вопросом удобства. С одной стороны, вопрос об ограниченной применимости физики в биологии потерял бы всякий смысл, если бы мы распространили понятие жизни на все явления природы вместо того, чтобы устанавливать различия между живыми организмами и неодушевленными телами. С другой стороны, если бы в согласии с обычным языком мы сохранили слово «механика» для однозначного причинного описания явлений природы, то такой термин, как «атомная механика», стал бы бессмысленным. Я не буду углубляться дальше в такие чисто терминологические вопросы и только добавлю, что сущность рассматриваемой аналогии — это очевидное антагонистическое отношение между такими типичными сторонами жизни, как самосохранение и размножение индивидуумов, с одной стороны, и необходимое для всякого физического анализа подразделение объекта, с другой. Благодаря этой важной черте дополнительности понятие цели, чуждое механистическому анализу, находит некоторую область приложения в биологии. В самом деле, в этом смысле телеологическую аргументацию можно рассматривать как законную черту физиологического описания, должным образом учитывающую характерные свойства жизни, подобно тому как в атомной физике признание кванта действия учитывается принципом соответствия.

Обсуждая применимость чисто физических идей к живым организмам, мы, конечно, подходим к жизни совершенно так же, как и к любому другому явлению материального мира. Мне, однако, едва ли нужно подчеркивать, что эта позиция, характерная для биологических исследований, отнюдь не предполагает игнорирования психологической стороны жизни. Наоборот, признание ограниченности механических понятий в атомной физике скорее может быть полезным для примирения как бы противоречащих друг другу точек зрения физиологии и психологии. В самом деле, необходимость вводить в рассмотрение взаимодействие между измерительными приборами и объектом исследования в атомной механике представляет близкую аналогию со своеобразными трудностями психологического анализа, проистекающими от того факта, что духовное содержание неизбежно меняется, если внимание сосредоточивается на какой-нибудь его определенной стороне. Мы бы ушли слишком далеко от нашего предмета, если бы стали распространяться об этой аналогии, дающей существенное

разъяснение психофизическому параллелизму. Однако я хотел бы подчеркнуть, что рассуждения такого рода, как я здесь приводил, совершенно противоположны всяким попыткам искать в статистическом описании атомных явлений новые возможности для духовного влияния на поведение материи. Например, с нашей точки зрения, невозможно придать однозначный смысл высказываемому иногда взгляду, согласно которому вероятность того, что в теле произойдут некоторые атомные процессы, может находиться под непосредственным влиянием воли. В самом деле, согласно обобщенному толкованию психофизического параллелизма, свободу воли следует считать признаком сознательной жизни; свобода воли соответствует отправлениям организма, не только ускользающим от причинно-механистического описания, но не поддающимся даже и физическому анализу в той доведенной до предела форме, какая требуется для однозначного применения статистических законов атомной механики. Не пускаясь в метафизические спекуляции, я, пожалуй, мог бы добавить об анализе самого понятия объяснения следующее: альфой и омегой такого анализа должен быть отказ от объяснения нашей собственной сознательной деятельности.

В заключение мне едва ли нужно особо подчеркивать, что ни в одном из своих замечаний я не имел в виду выразить какой-либо скептицизм по отношению к будущему развитию физической и биологической наук. Такой скептицизм и в самом деле был бы далек от мыслей физиков в настоящее время, когда именно признание ограниченного характера наших самых основных понятий привело нас к такому замечательному развитию нашей науки. Точно так же и отказ от объяснения жизни не помешал удивительному прогрессу во всех отраслях биологии, включая те, которые оказались столь полезными в искусстве врачевания. Даже если мы не можем провести резкой грани между здоровьем и болезнью, для скептицизма, конечно, нет места и в той специальной области, которая является предметом этого конгресса. Не следует только сворачивать с большой дороги прогресса, по которой с таким успехом шли ученые, начиная с основополагающих работ Финзена[1], и которая характеризуется самым тесным сочетанием между изучением лечебных эффектов светотерапии и изучением физических ее сторон.

[1] Нильс Финзен (1860—1904) — датский медик и биолог, известный своими исследованиями по светотерапии. — *Прим. ред.*

К ВОПРОСУ ОБ ИЗМЕРИМОСТИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ*

(Совместно с Л. Розенфельдом)

§ 1. Введение

Дискуссия о неразрешенных еще трудностях релятивистской атомной механики возбудила большой интерес к вопросу о вытекающих из существования кванта действия ограничениях для измеримости величин электромагнитного поля. Путем рассуждений ориентировочного характера Гейзенберг[1] пытался установить связь между ограничениями измеримости полевых величин и квантовой теорией поля, аналогичную связи между ограничениями измеримости кинематических и динамических величин и нерелятивистским аппаратом квантовой механики; последние ограничения выражаются соотношениями неопределенности и приводят к понятию дополнительности. Ландау и Пайерлс[2] в своем критическом исследовании основ релятивистского обобщения аппарата квантовой механики пришли, однако, к заключению, будто бы измеримость полевых величин подчинена дальнейшим ограничениям, идущим значительно дальше предпосылок квантовой теории поля и тем самым подрывающим физические основы этой теории.

На первый взгляд в этом противоречии можно было бы усмотреть серьезную дилемму. А именно, с одной стороны, квантовая теория поля должна рассматриваться как выполненное в духе принципа соответствия последовательное обобщение классической электромагнитной теории, понимаемое в том же смысле, в каком квантовая механика представляет учитывающее существование кванта действия обобщение классической механики. С другой же стороны, именно квантовая электродинамика существенно умножила те трудности гармонического сочетания теории поля

---

* *Zur Frage der Messbarkeit der elektromagnetischen Feldgrössen* (Mit. L. Rosenfeld). Kgl. Danske Vidensk. Selskab., Math.-Fys. Medd., 1933, 12, № 8, 3—65.

[1] W. Heisenberg. Die physikalischen Prinzipien der Quantentheorie, 1930, S. 33 (см. перевод В. Гейзенберг. Физические принципы квантовой теории. М.—Л., 1932, стр. 41 и сл. — *Прим. ред.*).

[2] L. Landau, R. Peierls. Zs. f. Phys., 1931, 69, 56.

с теорией атома, с которыми мы уже сталкивались в классической электронной теории. При ближайшем рассмотрении оказывается, однако, что возникающие здесь разнообразные проблемы могут быть рассмотрены раздельно в силу того, что сам по себе аппарат квантовой электромагнитной теории является независимым от тех или иных представлений об атомном строении материи. Последнее явствует уже из того, что из числа универсальных констант в него входит помимо скорости света только квант действия; а из этих двух констант, очевидно, еще нельзя составить какую-либо характерную длину или интервал. В квантовой теории строения атома введение такой характерной длины достигается лишь путем использования значений элементарного электрического заряда и массы покоя элементарных частиц.

Именно недостаточно четкое проведение различия между теорией поля и теорией атома и составляет основную причину неувязок в прежних исследованиях измеримости полевых величин, где в качестве пробного тела рассматривались исключительно только заряженные материальные точки. Лежащее в основе существующей атомной механики использование классической электронной теории, проводимое в духе принципа соответствия, имеет своей предпосылкой прежде всего малость элементарного электрического заряда по сравнению с корнем квадратным из произведения кванта действия на скорость света; именно эта малость позволяет рассматривать реакцию излучения как малую величину по сравнению с действующими на частицы пондеромоторными силами. Между тем при измерении электромагнитного поля является существенной возможность распоряжаться зарядом пробных тел в таких пределах, что предположение о малости реакции излучения оказалось бы нарушенным, если бы пробные тела рассматривались как точечные заряды. Как мы увидим ниже, эти затруднения исчезают при использовании пробных тел конечных размеров; а именно, размеры эти должны быть настолько велики по сравнению с атомными размерами, чтобы плотность заряда могла считаться приближенно постоянной во всей области, занятой пробным телом.

В связи с этим является также существенной ограниченность представлений классической теории, согласно которым электромагнитное поле описывается значением его компонент в каждой пространственно-временной точке, причем поле это может быть промерено посредством точечных зарядов в смысле электронной теории. Эти представления являются идеализацией, имеющей в квантовой теории лишь ограниченную применимость. Указанное обстоятельство находит себе рациональное выражение как раз в аппарате квантовой электродинамики, где полевые величины представляются уже не функциями точки в собственном смысле, а функциями пространственно-временных областей; эти функции области формально соответствуют усредненным по указанным областям значениям идеализованных (т. е. рассматриваемых как функции точки) полевых ве-

личин. Аппарат квантовой электродинамики позволяет делать однозначные утверждения только об измеримости этих функций области. Наша задача будет, таким образом, состоять в исследовании того, насколько выводимые отсюда дополнительные (в смысле соотношений дополнительности) ограничения для измеримости полевых величин согласуются с физическими возможностями измерения.

В той мере, в какой можно отвлечься от атомистической структуры измерительных приборов и связанных с ней ограничений, такое согласие действительно может быть установлено. Доказательство этого требует, однако, помимо детального исследования устройства и способа употребления пробных тел, учета ряда других обстоятельств. При обсуждении вопроса об измеримости выявляются некоторые особенности дополнительного способа описания, которые не входят в обычную формулировку принципа дополнительности, соответствующую нерелятивистской квантовой механике. Существенное усложнение задачи вносит уже и то обстоятельство, что при сравнении средних значений поля, взятых по разным пространственно-временны́м областям, мы не можем говорить однозначным образом о последовательности актов измерения во времени. Но помимо этого даже истолкование отдельного результата измерения требует в случае измерений поля еще бо́льшей осторожности, чем в обычных квантовомеханических задачах об измерении.

Отличительным признаком этих последних задач является возможность истолковать каждый отдельный результат измерения вполне определенным, в смысле классической механики, образом. Это достигается надлежащим учетом того принципиально неконтролируемого взаимодействия[1] между измерительным прибором и измеряемым объектом, которое обусловлено существованием кванта действия. А именно, учитывается влияние каждого измерительного процесса на те статистические ожидания, которые подлежат проверке в последующих измерениях. При измерениях же полей дело обстоит иначе, хотя и здесь каждый результат измерения может быть выражен через классическое понятие поля. Дело в том, что ограниченная применимость классической теории поля к описанию неизбежно происходящих при измерении электромагнитных взаимодействий пробных тел влечет за собой то, что, как мы увидим, эти взаимодействия искажают до известной степени самый результат измерения, оказывая на него влияние, не поддающееся компенсации. Однако более детальное исследование принципиально статистического характера следствий из аппарата квантовой теории электромагнитного поля приводит к следующему выводу. Указанное влияние процесса измерения на объект не только не

[1] Термин «принципиально неконтролируемое взаимодействие» является не вполне удачным, и впоследствии Бор от него отказался. Правильнее было бы говорить о логической связи между классическим описанием прибора и квантовомеханическим описанием микрообъекта. — *Прим. перев.*

исключает возможности проверки этих следствий, а, напротив, должно рассматриваться как существенный признак тесного соответствия между квантовой теорией полей и проблемой их измеримости.

Прежде чем переходить к более подробному изложению намеченных выше соображений, мы хотели бы еще раз подчеркнуть, что предлагаемое исследование никоим образом не касается тех трудностей принципиального характера, которые препятствуют последовательному использованию теории поля в теории атома. Для суждения о связи этих трудностей с известными парадоксами проблемы измерений в релятивистской квантовой механике представлялось бы необходимым учитывать как раз атомистическую структуру всех измерительных приборов. В частности, здесь было бы существенно учесть те ограничения основанной на принципе соответствия атомной механики, которые обусловлены конечным значением элементарного заряда по сравнению с корнем квадратным из произведения скорости света на квант действия [1].

§ 2. Измеримость полей согласно квантовой теории

Отправной точкой квантовой электродинамики являлась разработанная Дираком квантовая теория излучения, характеризуемая введением некоммутирующих канонически сопряженных амплитуд колебаний излучательного поля; эта некоммутативность связана с перестановочными соотношениями квантовой механики. На основе этой теории были установлены перестановочные соотношения между компонентами электромагнитного поля; это было сделано сперва Иорданом и Паули для случая отсутствия зарядов, а затем в работе Гейзенберга и Паули было учтено при помощи принципа соответствия взаимодействие между полем и материальными носителями зарядов, благодаря чему аппарат теории достиг известного завершения. Последовательное применение теории к атомным проблемам наталкивается, однако, на существенные затруднения из-за того, что здесь возникают известные парадоксы, связанные с собственной энергией элементарных частиц. Эти парадоксы не были устранены и тем видоизменением математического аппарата, которое было предложено Дираком [2]. Но для нашего исследования ограничений измеримости полевых величин

[1] Ср.: N. Bohr. Atomic Stability and Conservation Laws. Atti del Congresso di Fisica Nucleare, 1932. [Недавнее открытие появляющихся при особых обстоятельствах так называемых «положительных электронов» и установление связи этого явления с принадлежащей Дираку релятивистской теорией электрона будут обсуждены в отдельной статье, где будет также обсуждаться отношение этих открытий к вопросам, затронутым в цитированной работе. — *Прим. авт. при корректуре* (1933 г.).]

[2] Ср.: L. Rosenfeld. Zs. f. Phys., 1932, **76**, 729.

эти затруднения не играют роли в силу того, что для целей нашего исследования атомистическое строение материи не является существенным. Хотя измерение полей и требует применения материальных заряженных пробных тел, однозначность результатов применения их как измерительных приборов все же достигается постольку, поскольку мы можем пользоваться классической электродинамикой как при учете воздействия полей на пробные тела, так и при учете их влияния как источников поля.

При таком положении вещей мы можем оставаться в пределах теории поля в собственном смысле, и при изучении следствий из квантовой электродинамики, относящихся к измеримости полевых величин, мы можем исходить прямо из перестановочных соотношений для полей без зарядов. Используя обычные обозначения $[p, q] = pq - qp$, мы будем тогда иметь следующие соотношения[1] между компонентами поля в двух пространственно-временных точках (x_1, y_1, z_1, t_1) и (x_2, y_2, z_2, t_2):

$$\left.\begin{aligned}
[\mathfrak{E}_x^{(1)}, \mathfrak{E}_x^{(2)}] &= [\mathfrak{H}_x^{(1)}, \mathfrak{H}_x^{(2)}] = \sqrt{-1}\hbar\,(A_{xx}^{(12)} - A_{xx}^{(21)}),\\
[\mathfrak{E}_x^{(1)}, \mathfrak{E}_y^{(2)}] &= [\mathfrak{H}_x^{(1)}, \mathfrak{H}_y^{(2)}] = \sqrt{-1}\hbar\,(A_{xy}^{(12)} - A_{xy}^{(21)}),\\
&[\mathfrak{E}_x^{(1)}, \mathfrak{H}_x^{(2)}] = 0,\\
[\mathfrak{E}_x^{(1)}, \mathfrak{H}_y^{(2)}] &= -[\mathfrak{H}_x^{(1)}, \mathfrak{E}_y^{(2)}] = \sqrt{-1}\,\hbar\,(B_{xy}^{(12)} - B_{xy}^{(21)}).
\end{aligned}\right\} \quad (1)$$

Здесь выписаны только типичные соотношения для некоторых компонент; остальные получаются из них циклической перестановкой.

В этих соотношениях символы $\mathfrak{E}_x^{(1)}$, $\mathfrak{E}_y^{(1)}$, $\mathfrak{E}_z^{(1)}$, $\mathfrak{H}_x^{(1)}$, $\mathfrak{H}_y^{(1)}$, $\mathfrak{H}_z^{(1)}$ означают значения компонент электрического и магнитного поля в пространственно-временно́й точке (x_1, y_1, z_1, t_1); в соотношениях использованы также сокращенные обозначения

$$\left.\begin{aligned}
A_{xx}^{(12)} &= -\left(\frac{\partial^2}{\partial x_1 \partial x_2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t_1 \partial t_2}\right)\left\{\frac{1}{r}\,\delta\left(t_2 - t_1 - \frac{r}{c}\right)\right\},\\
A_{xy}^{(12)} &= -\frac{\partial^2}{\partial x_1 \partial y_2}\left\{\frac{1}{r}\,\delta\left(t_2 - t_1 - \frac{r}{c}\right)\right\},\\
B_{xy}^{(12)} &= -\frac{1}{c}\frac{\partial^2}{\partial t_1 \partial z_2}\left\{\frac{1}{r}\,\delta\left(t_2 - t_1 - \frac{r}{c}\right)\right\}.
\end{aligned}\right\} \quad (2)$$

Далее, $\hbar$ обозначает деленную на 2π постоянную Планка, c — скорость света и r — пространственное расстояние между двумя точками. Наконец,

[1] Ср.: Jordan, W. Pauli. Zs. f. Phys., 1928, 47, 151, а также: W. Heisenberg, W. Pauli. Zs. f. Phys., 1929, 56, 33. Если отвлечься от несущественного отличия в знаке, происходящего от иного выбора направления времени в разложении Фурье для поля, приведенные здесь формулы совпадают по своему смыслу с теми, какие выведены в цитированных работах. В частности, используемое здесь написание, в котором все члены представлены как запаздывающие, означает чисто формальное изменение, введенное с целью сделать возможно более наглядным толкование проблем измерения.

δ обозначает введенную Дираком несобственную функцию, определяемую, как известно, соотношением

$$\int_{t'}^{t''} \delta(t - t_0)\,dt = \begin{Bmatrix} 1 \text{ при } t' < t_0 < t'', \\ 0 \text{ при } t_0 < t' \text{ или } t_0 > t''. \end{Bmatrix} \qquad (3)$$

Эта функция дифференцируется формально как обычная функция.

Появление в перестановочных соотношениях (1) дельта-функции, определяемой формулой (3), связано с тем уже упоминавшимся выше обстоятельством, что в квантовой теории поля величины поля не могут рассматриваться просто как функции точки; однозначный смысл имеют лишь интегралы от компонент поля, взятые по пространственно-временно́й области. Имея в виду простейшую возможность проверить математический аппарат, мы ограничимся в дальнейшем рассмотрением средних значений компонент поля, взятых по односвязной пространственно-временно́й области G, пространственная часть которой остается в течение некоторого промежутка времени постоянной. Обозначая через V объем этой пространственной части и через T соответствующий промежуток времени, мы можем дать, например, для среднего по G значения $\mathfrak{E}_x$ следующее определение:

$$\bar{\mathfrak{E}}_x^{(G)} = \frac{1}{VT} \int\limits_T dt \int\limits_V \mathfrak{E}_x dv. \qquad (4)$$

Для определяемых таким образом средних значений двух составляющих поля, взятых по двум заданным пространственно-временны́м областям I и II, имеют место перестановочные соотношения, которые легко получаются из (1) путем интегрирования по обеим областям и деления на произведение четырехмерных протяженностей этих областей. При этом значения скобок $[\bar{\mathfrak{E}}_x^{(\mathrm{I})}, \bar{\mathfrak{E}}_x^{(\mathrm{II})}]$ и т. д. прямо получаются из формул (1), если в этих формулах заменить величины $A^{(12)}$, $B^{(12)}$ их средними значениями по обеим областям, а именно

$$\left.\begin{aligned} \bar{A}_{xx}^{(\mathrm{I,\,II})} &= -\frac{1}{V_{\mathrm{I}} V_{\mathrm{II}} T_{\mathrm{I}} T_{\mathrm{II}}} \int\limits_{T_{\mathrm{I}}} dt_1 \int\limits_{T_{\mathrm{II}}} dt_2 \int\limits_{V_{\mathrm{I}}} dv_1 \int\limits_{V_{\mathrm{II}}} dv_2 \times \\ &\times \left(\frac{\partial^2}{\partial x_1 \partial x_2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t_1 \partial t_2}\right)\left\{\frac{1}{r}\delta\left(t_2 - t_1 - \frac{r}{c}\right)\right\}, \\ \bar{A}_{xy}^{(\mathrm{I,\,II})} &= -\frac{1}{V_{\mathrm{I}} V_{\mathrm{II}} T_{\mathrm{I}} T_{\mathrm{II}}} \int\limits_{T_{\mathrm{I}}} dt_1 \int\limits_{T_{\mathrm{II}}} dt_2 \int\limits_{V_{\mathrm{I}}} dv_1 \int\limits_{V_{\mathrm{II}}} dv_2 \times \\ &\times \frac{\partial^2}{\partial x_1 \partial y_2}\left\{\frac{1}{r}\delta\left(t_2 - t_1 - \frac{r}{c}\right)\right\}, \end{aligned}\right\} \qquad (5)$$

$$\left.\begin{aligned}\bar{B}_{xy}^{(\mathrm{I},\,\mathrm{II})} = -\frac{1}{V_{\mathrm{I}}V_{\mathrm{II}}T_{\mathrm{I}}T_{\mathrm{II}}}\int\limits_{T_{\mathrm{I}}} dt_1 \int\limits_{T_{\mathrm{II}}} dt_2 \int\limits_{V_{\mathrm{I}}} dv_1 \int\limits_{V_{\mathrm{II}}} dv_2 \times \\ \times \frac{1}{c}\frac{\partial^2}{\partial t_1 \partial z_2}\left\{\frac{1}{r}\,\delta\left(t_2 - t_1 - \frac{r}{c}\right)\right\}.\end{aligned}\right\}$$

Как известно, лежащее в основе принципа неопределенности соотношение Гейзенберга

$$\Delta p \Delta q \sim \hbar \tag{6}$$

для двух канонически сопряженных механических величин выводится из общих перестановочных соотношений квантовой механики

$$[q,\ p] = \sqrt{-1}\,\hbar. \tag{7}$$

Совершенно так же для произведения дополнительных неопределенностей в рассматриваемых средних значениях поля получаются следующие типичные формулы:

$$\left.\begin{aligned}\Delta\bar{\mathfrak{E}}_x^{(\mathrm{I})}\Delta\bar{\mathfrak{E}}_x^{(\mathrm{II})} &\sim \hbar\,|\bar{A}_{xx}^{(\mathrm{I},\,\mathrm{II})} - \bar{A}_{xx}^{(\mathrm{II},\,\mathrm{I})}|,\\ \Delta\bar{\mathfrak{E}}_x^{(\mathrm{I})}\Delta\bar{\mathfrak{E}}_y^{(\mathrm{II})} &\sim \hbar\,|\bar{A}_{xy}^{(\mathrm{I},\,\mathrm{II})} - \bar{A}_{xy}^{(\mathrm{II},\,\mathrm{I})}|,\\ \Delta\bar{\mathfrak{E}}_x^{(\mathrm{I})}\Delta\bar{\mathfrak{H}}_x^{(\mathrm{II})} &= 0,\\ \Delta\bar{\mathfrak{E}}_x^{(\mathrm{I})}\Delta\bar{\mathfrak{H}}_y^{(\mathrm{II})} &\sim \hbar\,|\bar{B}_{xy}^{(\mathrm{I},\,\mathrm{II})} - \bar{B}_{xy}^{(\mathrm{II},\,\mathrm{I})}|.\end{aligned}\right\} \tag{8}$$

Некоторые важные для нас результаты выводятся непосредственно из выражений (5) и (8). Прежде всего мы видим, что в силу свойства дельта-функции, выражаемого равенством (3), величины $\bar{A}^{(\mathrm{I},\,\mathrm{II})}$ и $\bar{B}^{(\mathrm{I},\,\mathrm{II})}$ при непрерывном смещении границ областей I и II меняются непрерывно, пока размеры этих областей, т. е. значения V_{I}, T_{I}, V_{II}, T_{II} остаются отличными от нуля. В частности, разности $\bar{A}^{(\mathrm{I},\,\mathrm{II})} - \bar{A}^{(\mathrm{II},\,\mathrm{I})}$ и $\bar{B}^{(\mathrm{I},\,\mathrm{II})} - \bar{B}^{(\mathrm{II},\,\mathrm{I})}$ обращаются непрерывным образом в нуль, когда границы обеих областей сливаются. Отсюда следует, что взятые по одной и той же пространственно-временно́й области средние значения всех компонент поля друг с другом коммутируют, так что должно быть возможно их точно измерить независимо друг от друга. Это следствие теории существенно шире предположения о неограниченной измеримости каждой компоненты поля в отдельности; его можно рассматривать как частный случай двух общих теорем, вытекающих из свойств симметрии величин $A^{(\mathrm{I},\,\mathrm{II})}$ и $B^{(\mathrm{I},\,\mathrm{II})}$. В самом деле, из того факта, что выражения $A^{(12)} - A^{(21)}$ меняют свой знак при перестановке моментов времени t_1 и t_2, вытекает, что средние значения двух однотипных (т. е. двух электрических или двух магнитных) компонент поля, взятые по двум любым пространственным объемам,

всегда коммутируют, если только соответствующие промежутки времени совпадают. Подобно этому из антисимметрии выражений $B^{(12)} - B^{(21)}$ при перестановке пространственных точек (x_1, y_1, z_1) и (x_2, y_2, z_2) следует далее, что средние значения двух разнотипных компонент (например, $\mathfrak{E}_x$ и $\mathfrak{H}_y$), взятые по двум произвольным промежуткам времени, коммутируют, если только совпадают соответствующие пространственные области.

Эти результаты могут на первый взгляд показаться несовместимыми с перестановочными соотношениями для поля, которые рассматриваются в цитированной книге Гейзенберга. Указанные соотношения выводятся из аппарата теории в форме Гейзенберга—Паули и относятся к средним значениям полевых величин, взятым по конечным пространственным областям для одного и того же момента времени. Что касается средних значений однотипных компонент, то они признаются коммутирующими и в книге Гейзенберга, относительно же разнотипных компонент там утверждается, что их средние значения, взятые по одной и той же пространственной области, не коммутируют. Решение этого противоречия состоит просто в том, что трактовка Гейзенберга соответствует предельному переходу, в котором две первоначально различные пространственно-временные области приводятся к совпадению следующим образом: сперва приводятся к одному и тому же моменту времени их временные протяженности, а затем уже приводятся к совпадению их пространственные протяженности (объемы). Имея в виду, что выражение (2) для $B_{xy}^{(12)}$ симметрично относительно t_1 и t_2, и используя свойство (3) дельта-функции, мы находим для совпадающих промежутков времени

$$\bar{B}_{xy}^{(\mathrm{I,\,II})} - \bar{B}_{xy}^{(\mathrm{II,\,I})} = \frac{2}{V_{\mathrm{I}} V_{\mathrm{II}} T^2} \frac{1}{c} \int\limits_{V_{\mathrm{I}}} dv_1 \int\limits_{V_{\mathrm{II}}} dv_2 \frac{\partial}{\partial z_1}\left(\frac{1}{r}\right), \tag{9}$$

где положено $T_{\mathrm{I}} = T_{\mathrm{II}} = T$, а двойной интеграл взят по всем парам таких точек обоих объемов, которые удалены друг от друга на расстояние r, меньшее, чем cT (пару точек образуют одна точка из первого и одна из второго объема). Если мы теперь предположим, что оба объема одинаковы по величине (равной $V_{\mathrm{I}} = V_{\mathrm{II}} = V$) и одинаковы по форме, но только смещены друг относительно друга в направлении оси z, то в предельном случае, когда можно считать cT исчезающе малым по сравнению с линейными размерами объемов, мы можем вычислить входящий в (9) объемный интеграл. После интегрирования по частям мы получим для него выражение вида $\pm 2\pi c^2 T^2 F$, где F — некоторая площадь, для вычисления которой нужно спроектировать кривую пересечения поверхностей, ограничивающих области V_{I} и V_{II}, на плоскость xy и взять площадь, ограниченную этой проекцией; эта площадь и будет равна F. Знак в приведенном выше выражении берется в зависимости от направления сме-

щения по оси z области II по отношению к области I (а именно, знак плюс при положительном и знак минус при отрицательном смещении). Таким образом, если оба объема смещаются непрерывным образом один сквозь другой, то разность $\bar{B}_{xy}^{(\mathrm{I},\,\mathrm{II})}-\bar{B}_{xy}^{(\mathrm{II},\,\mathrm{I})}$ терпит разрыв, равный $\frac{8\pi cF}{V^2}$, причем оба выражения $\bar{B}_{xy}^{(\mathrm{I},\,\mathrm{II})}$ и $\bar{B}_{xy}^{(\mathrm{II},\,\mathrm{I})}$ меняют свой знак. Поэтому в рассмотренном предельном случае перестановочное соотношение для мгновенных значений пространственных средних от $\mathfrak{E}_x$ и $\mathfrak{H}_y$ оказывается существенно неоднозначным, чем и разъясняется упомянутое выше кажущееся противоречие.

В прежних исследованиях физических возможностей измерения был получен вывод, будто бы существуют ограничения дополнительного характера для измеримости разнотипных компонент поля внутри одного и того же пространственного объема. Этот вывод основан, однако, на том, что в качестве пробных тел используются точечные заряды, в результате чего становится невозможным достаточно резко ограничить область измерения. Как мы уже подчеркивали, для проверки аппарата квантовой электродинамики допустимы лишь измерения с пробными телами конечных размеров, внутри которых распределен заряд; это следует из того, что всякое однозначным образом вытекающее из этого аппарата утверждение относится к средним значениям компонент поля, взятым по конечным областям пространства-времени. Последнее же обстоятельство никоим образом не препятствует тому, чтобы проверять путем измерений поля все однозначные следствия из теории Гейзенберга—Паули, относящиеся к зависимости от времени усредненных по пространству значений компонент поля. Для этого достаточно производить усреднение по таким областям, чтобы их временна́я протяженность T (умноженная на c) была достаточно мала по сравнению с их линейными размерами, порядок величины которых мы будем впредь обозначать через L.

Именно случай $L > cT$ особенно пригоден для подробной проверки тех следствий, к каким приводит аппарат теории в собственно квантовой области. Противоположный случай $L \leqslant cT$ не представляет интереса даже в пределах применимости классической теории. Дело в том, что все имеющиеся внутри объема V особенности волновых полей почти полностью выравниваются при усреднении, если учитывать распространение волны за время T. В квантовой области к этому выравниванию присоединяются еще характерные флуктуационные явления, вытекающие из принципиально статистического характера теории. Как мы увидим, в случае $L \leqslant cT$ эти флуктуации существенно входят в решения рассматриваемых задач, в случае же $L > cT$ они играют сравнительно малую роль.

Упомянутые выше флуктуации теснейшим образом связаны с невозможностью наглядно иллюстрировать на основе классических понятий характерное для квантовой теории поля представление о световых кван-

тах. В частности, они выражают взаимно исключающее положение между точным знанием квантового состава электромагнитного поля и знанием среднего значения какой-либо его компоненты, взятого по определенной пространственно-временно́й области. Рассмотрим световые кванты с определенным параметром поляризации i и с заданным импульсом и энергией $\hbar\varkappa_x$, $\hbar\varkappa_y$, $\hbar\varkappa_z$ и $\hbar\nu = \hbar c\sqrt{\varkappa_x^2 + \varkappa_y^2 + \varkappa_z^2}$. Если мы даже будем считать известной плотность световых квантов $\omega_i(\varkappa_x, \varkappa_y, \varkappa_z)$, то хотя математические ожидания всех средних значений поля будут равны нулю, но математическое ожидание квадрата флуктуации будет для всякой компоненты поля [например, для компоненты $\mathfrak{E}_x^{(G)}$, определяемой по формуле (4)] выражаться легко выводимой формулой

$$\left.\begin{aligned} S(G) = \frac{1}{V^2T^2}\frac{\hbar}{3}\int\limits_T dt_1\int\limits_T dt_2\int\limits_V dv_1\int\limits_V dv_2\frac{\partial^2}{\partial t_1\partial t_2}\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\left(\sum_i \omega_i + 1\right)\times \\ \times\cos\left[\varkappa_x(x_1-x_2)+\varkappa_y(y_1-y_2)+\varkappa_z(z_1-z_2)-\nu(t_1-t_2)\right]\frac{d\varkappa_x d\varkappa_y d\varkappa_z}{\nu}.\end{aligned}\right\} \quad (10)$$

Из формулы (10) можно усмотреть, что при заданном квантовом составе упомянутые флуктуации никогда не могут отсутствовать. Действительно, даже при $\omega_i = 0$, т. е. при полном отсутствии световых квантов, они принимают конечное положительное значение, которое можно после нетрудных вычислений привести к виду

$$S_0(G) = \frac{2}{3\pi^2}\frac{\hbar c}{V^2}\int\limits_V dv_1\int\limits_V dv_2\frac{1}{r^2\left[(cT)^2 - r^2\right]}, \quad (11)$$

Для всякого другого распределения световых квантов, определяемого заданием плотности ω_i, математическое ожидание квадрата флуктуации усредненного значения компоненты поля будет больше, чем $S_0(G)$. С другой стороны, вытекающие из аппарата теории флуктуации усредненных значений поля могут стать сколь угодно малыми, если предположить известными (хотя бы из прямых измерений) значения компоненты поля. Разумеется, в этом случае спектральная плотность световых квантов ω_i уже не будет определенной величиной, и мы должны будем довольствоваться статистическими характеристиками этой плотности.

Для обсуждения возможностей измерения существенным является, далее, то обстоятельство, что выражение (11) справедливо не только для флуктуаций поля в пространстве, где нет световых квантов. Оно представляет квадрат флуктуации усредненного значения поля также и в том более общем случае, когда источниками поля служат распределения токов и зарядов, допускающие классическое описание. В этом случае со-

стояние поля однозначно определяется следующими требованиями: во-первых, математическое ожидание каждой компоненты поля должно совпадать с классическим значением этой компоненты; во-вторых, число световых квантов с заданным импульсом и поляризацией должно распределяться вокруг своего среднего значения n_0 (которое можно оценить на основе принципа соответствия) по закону распределения вероятности

$$w(n) = \frac{n_0^n e^{-n_0}}{n!}, \tag{12}$$

справедливому для независимых событий. Для флуктуаций поля в этом состоянии получается в результате простых вычислений как раз выражение (11). В силу особых свойств флуктуаций черного излучения оказывается далее, что и в общем случае поля заданного квантового состава добавление полей от каких-либо источников, допускающих классическое описание, не оказывает влияния на явления, связанные с флуктуациями.

Корень квадратный из выражения (11) может рассматриваться как некоторая критическая величина поля $\mathfrak{S}$ в том смысле, что при рассмотрении усредненных значений поля мы можем отвлечься от его флуктуаций только в том случае, когда эти усредненные значения оказываются значительно большими, чем $\mathfrak{S}$. Для суждения о возможности проверки аппарата теории в собственно квантовой области приходится вводить еще и другую критическую величину поля $\mathfrak{A}$. Эта последняя равна корню квадратному из произведения (8) дополнительных неопределенностей в значениях поля, усредненных по двум областям, перекрывающим друг друга только отчасти, а именно взаимно смещенных в пространстве и во времени на величины порядка L и соответственно T. Для напряженностей поля, значительно бо́льших, чем $\mathfrak{A}$, мы возвращаемся, очевидно, к области применимости классической электромагнитной теории; в этой области все квантовые особенности аппарата теории теряют свое значение. Оценивая критические величины поля при помощи формул (8) и (11), мы приходим к выводу, что в случае $L \leqslant cT$ обе величины, $\mathfrak{A}$ и $\mathfrak{S}$, оказываются одного порядка, а именно

$$\mathfrak{A} \sim \mathfrak{S} \sim \frac{\sqrt{\hbar c}}{L \cdot cT}. \tag{13}$$

В случае же $L > cT$ оказывается

$$\mathfrak{A} \sim \sqrt{\frac{\hbar}{L^3 T}}; \quad \mathfrak{S} \sim \frac{\sqrt{\hbar c}}{L^2}. \tag{14}$$

Таким образом, в пределе, когда $L \gg cT$, критическое значение поля $\mathfrak{A}$ будет гораздо больше, чем $\mathfrak{S}$, вследствие чего мы можем при проверке

характерных выводов из аппарата теории в большой мере отвлечься от флуктуаций поля.

В дальнейшем мы будем сравнивать выводы, полученные в этом параграфе из аппарата квантовой электродинамики, с физическими возможностями измерения поля. Но прежде чем переходить к этому сравнению, мы хотели бы еще подчеркнуть, что непротиворечивому толкованию этой теории никоим образом не препятствуют такие парадоксальные черты в ее математической записи, как появление бесконечной нулевой энергии. В частности, этот последний парадокс (который, впрочем, может быть устранен [1] путем формального изменения в записи теории) не имеет прямого отношения к проблеме измеримости величины поля. В самом деле, определение электромагнитной энергии в заданной пространственно-временнóй области потребовало бы согласно теории поля знания компонент поля в каждой точке области; измерить же их в каждой точке невозможно. Физическое измерение энергии поля можно было бы осуществить только при помощи надлежащего механического приспособления, которое отделяло бы электромагнитные поля в заданной области пространства от остального поля так, чтобы энергию в этой области можно было бы потом измерить, применяя закон сохранения. Но подобное разделение полей вызвало бы вследствие взаимодействия с измерительным механизмом неподдающееся контролю изменение энергии поля в заданной области; наличие же такого изменения является существенным для разъяснения тех хорошо известных парадоксов, которые возникают при обсуждении флуктуаций энергии черного излучения [2].

§ 3. Предпосылки физических измерений поля

Измерение электромагнитного поля основывается по определению на передаче количества движения (импульса) тем или иным находящимся в поле электрическим и магнитным пробным телам. Квантовая теория требует здесь прежде всего осторожности в применении обычной идеализации, состоящей в том, что компонентам поля приписываются определенные значения в каждой пространственно-временнóй точке. Но помимо этого нужно учитывать, что дело идет здесь всегда об усредненных значениях этих компонент; мы имеем в виду как усреднение по промежуткам времени, необходимым для передачи количества движения, так и усреднение по объемам, внутри которых распределены электрические заряды и магнитные полюса пробных тел. Разумеется, уже предположение о равно-

[1] См.: L. Rosenfeld, J. Solomon. Journ. d. Phys., 1931, 2, 139, а также: W. Pauli. Handbuch der Physik, 2-е изд., т. 24/1, 1933, стр. 255.
[2] Ср.: W. Heisenberg. Leipziger Berichte, 1931, 83, 1.

мерном распределении заряда внутри пробного тела представляет собою идеализацию; однако эта идеализация, хотя и имеет лишь ограниченную применимость ввиду атомистической структуры всех материальных тел, тем не менее необходима для однозначного определения величин поля.

Чтобы остановиться на чем-нибудь определенном, рассмотрим измерение усредненного значения компоненты $\mathfrak{E}_x$ электрического поля по оси x; усреднение берется по объему V и промежутку времени T. Для этого мы должны взять пробное тело с электрическим зарядом, равномерно распределенным с плотностью ρ по объему V; нам нужно будет найти значения p'_x и p''_x составляющей количества движения по оси x для начала t' и для конца t'' промежутка времени T. Тогда искомое усредненное значение $\overline{\mathfrak{E}}_x$ определится из равенства

$$p''_x - p'_x = \rho\overline{\mathfrak{E}}_x VT. \qquad (15)$$

При этом делаются следующие предположения: во-первых, промежутки времени, потребные для измерения импульса (пусть их порядок величины будет Δt), должны быть весьма малы по сравнению с T; во-вторых, смещения пробного тела, испытываемые им как вследствие измерения импульса, так и в результате ускорения, сообщаемого ему измеряемым полем за время T, должны быть малы по сравнению с линейными размерами объема V.

Выбирая пробное тело достаточно тяжелым, мы можем, очевидно, сколь угодно уменьшить его ускорение под действием поля. При измерении же импульса мы встречаемся с обстоятельствами, не зависящими от массы пробного тела. В силу соотношения неопределенности всякое выполненное с неточностью Δp_x измерение компоненты импульса p_x сопряжено с утратой Δx точности знания координаты данного тела, причем порядок величины Δx связан с Δp_x соотношением

$$\Delta p_x \Delta x \sim \hbar, \qquad (16)$$

содержащимся в формуле (6). Само по себе это обстоятельство не представляет, впрочем, ограничения для достижения точности в измерении поля, поскольку мы еще можем распоряжаться значением плотности заряда. В самом деле, пренебрегая величинами Δt и Δx по сравнению с T и L, мы получаем из (15) и (16) для порядка величины неточности $\Delta\overline{\mathfrak{E}}_x$ в измерении поля значение

$$\Delta\overline{\mathfrak{E}}_x \sim \frac{\hbar}{\rho \Delta x VT}, \qquad (17)$$

которое при сколь угодно малом Δx может быть сделано сколь угодно малым путем выбора достаточно большого значения ρ.

Строго говоря, точность измерения поля зависит еще от абсолютного значения самой величины $\overline{\mathfrak{E}}_x$. В самом деле, даже если бы Δp_x было равно

нулю, получаемое из (15) значение $\bar{\mathfrak{E}}_x$ будет, при заданных допусках для Δt и Δx, обладать вследствие нерезкости границы области измерения неопределенностью, которая может превысить любое заданное значение, если $\bar{\mathfrak{E}}_x$ будет возрастать до бесконечности. Однако последнее обстоятельство отражает только ограничение, свойственное всем физическим измерениям, а именно тот факт, что для надлежащего выбора измерительных приборов необходимо наперед знать порядок величины ожидаемых эффектов. В нашей задаче верхний предел интересующих нас эффектов определяется тем, что при возрастании значений компонент поля мы постепенно переходим в область применимости классической электромагнитной теории. Если взять случай $L>cT$, особенно пригодный для проверки аппарата квантовой электродинамики, то критической в указанном отношении величиной поля будет

$$Q=\sqrt{\frac{\hbar}{VT}}. \tag{18}$$

Это выражение совпадает с правой частью первой из формул (14), рассмотренных в предыдущем параграфе. Используя это обозначение, можно написать соотношение (17) в виде

$$\Delta\bar{\mathfrak{E}}_x \sim \lambda Q, \tag{19}$$

где

$$\lambda=\frac{Q}{\rho\Delta x} \tag{20}$$

есть безразмерный множитель, характеризующий точность измерения поля.

Требование, чтобы λ было мало по сравнению с единицей и чтобы вместе с тем Δx было мало по сравнению с L, означает, что полный электрический заряд тела должен состоять из весьма большого числа элементарных зарядов ε. Действительно, это число N, согласно (20), равно

$$N=\frac{\rho V}{\varepsilon}=\frac{QV}{\lambda\varepsilon\Delta x}=\frac{1}{\lambda}\cdot\frac{L}{\Delta x}\cdot\sqrt{\frac{L}{cT}}\cdot\sqrt{\frac{\hbar c}{\varepsilon^2}} \tag{21}$$

и оно весьма велико, если выполняются перечисленные требования и если, как мы предполагали, $L>cT$. В формуле (21) последний множитель есть обратная величина корня квадратного из постоянной тонкой структуры, а малость этой постоянной представляет, как мы уже указывали во введении, существенную предпосылку основанной на принципе соответствия электронной теории. Как мы подчеркивали, измерение поля посредством элементарного заряда, взятого в качестве пробного тела,

связано с большими ограничениями; это видно уже из формулы (21), если в ней положить $N = 1$ [1]. Кроме того, предположение, что N велико, представляет необходимое условие физической осуществимости равномерного распределения заряда пробного тела по объему V; и пока линейные размеры пробного тела остаются большими по сравнению с размерами атома, выполнение этого условия не представляет, очевидно, затруднений. Выше было использовано также допущение, относящееся к массе пробного тела; оно сводится к тому, что эта масса должна быть весьма велика по сравнению с массой светового кванта длины волны L. В предположении, что N велико, это допущение всегда выполнимо, и его можно было бы не оговаривать.

С ускорением всякого пробного тела, сопровождающим измерение его импульса, связано возникновение добавочного электромагнитного поля, которого мы, однако, до сих пор не рассматривали. Это добавочное поле налагается на первоначальное и должно входить в средние значения поля, определяемые уравнениями вида (15). В связи с этим главная задача нижеследующих рассуждений будет состоять в нахождении такого измерительного устройства, при котором поля, возникающие от пробных тел, были бы доступны контролю или компенсировались бы в максимально возможной степени.

Здесь мы должны, однако, сперва рассмотреть вопрос о том, в какой мере обратное действие полей излучения, порождаемых ускорениями пробных тел при измерении их импульса, способно помешать измерению входящих в формулу (15) начального и конечного значений компоненты импульса. Именно имея в виду возможность этих помех, Ландау и Пайерлс в своей цитированной выше работе подвергли сомнению применимость к заряженным телам соотношения неопределенности (16). Названные авторы пришли к выводу, что это соотношение следует заменить другим, еще больше ограничивающим возможности измерения и содержащим явно заряд пробного тела. Но при этом они уподобили поведение пробного тела в электромагнитном поле поведению точечного заряда e. Для изменения количества движения пробного тела, вызванного обратным действием излучения за время Δt, они применяли поэтому оценку

$$\delta_e p_x \sim \frac{e^2}{c^3} \frac{\Delta x}{(\Delta t)^2}. \qquad (22)$$

Но если рассматривать $\delta_e p_x$ как дополнительную неопределенность

[1] См.: V. Fock, P. Jordan. Zs. f. Phys., 1930, 66, 206, где указывается на ограничения для измерений поля, не связанные с квантовой теорией полей. См. также: J. Solomon. Journ. d. Phys., 1933, 4, 368.

в измерении импульса, то, полагая $\rho V=e$ и пренебрегая различием между $\bar{\mathfrak{E}}_x$ и $\mathfrak{E}_x$, мы получаем вместо (17) выражение

$$\Delta_e \mathfrak{E}_x \sim \frac{\hbar}{eT\Delta x} + \frac{e\Delta x}{c^3 T (\Delta t)^2}, \tag{23}$$

минимум которого относительно e, очевидно, равен

$$\Delta_m \mathfrak{E}_x \sim \frac{\sqrt{\hbar c}}{c^2 T \Delta t}. \tag{24}$$

Если теперь, следуя Ландау и Пайерлсу, пренебречь различием между T и Δt, то это выражение перейдет в даваемый ими абсолютный предел измеримости компонент поля; на существовании же такого рода предела базируется вся их критика основ квантовой электродинамики.

Однако мнимые трудности измерения импульса тотчас исчезнут при достаточно полном учете протяженности электрического заряда пробного тела. Если ввести в качестве идеализации равномерное распределение зарядов, способное смещаться как твердое тело (допустимость такой идеализации будет обсуждена ниже), то электрические поля в объеме V при ускорении пробного тела в течение времени Δt могут достигнуть, самое большее, порядка величины $\rho\Delta x$. В самом деле, согласно уравнениям Максвелла производные по времени от этих полей будут достигать, самое большее, порядка величины плотности тока, которая будет порядка $\rho \frac{\Delta x}{\Delta t}$. Обратное электромагнитное воздействие этих полей на тело за время измерения Δt может поэтому привести к передаче импульса, не превышающей по порядку величины выражения

$$\delta_\rho p_x \sim \rho^2 V \Delta x \Delta t. \tag{25}$$

Сравнение формул (16) и (25) дает, при учете (18) и (20),

$$\delta_\rho p_x \sim \Delta p_x \lambda^{-2} \frac{\Delta t}{T}, \tag{26}$$

а отсюда следует, что при наперед заданной точности измерения поля, характеризуемой величиной λ, обратное влияние электромагнитного поля на импульс пробного тела («отдача») будет пренебрежимо мало́, если только взять Δt достаточно малым по сравнению с T. Это обстоятельство и является решающим при суждении о точности измерений поля; в силу него оказывается невозможным непосредственно учитывать при отдельных измерениях импульса влияние «отдачи» на баланс импульса и энергии. В частности, предложение Паули[1] определять передаваемые

[1] См.: W. Pauli. Handbuch der Physik, 1933, Bd. 24/1, S. 257. (См. перевод: В. Паули. Общие принципы волновой механики. М.—Л., 1947. — *Ред.*)

излучением импульс и энергию путем последующего измерения при помощи особого приспособления является невыполнимым; это будет так уже потому, что возникающие при измерениях импульса, сделанных в начале и в конце промежутка времени T, поля излучения не могут быть отделены в должной мере друг от друга, по крайней мере в том случае, когда $L>cT$, а именно этот случай особенно важен для измерений поля. В следующих параграфах мы покажем в общем виде, что всякая попытка контроля над полем, возникающим от пробных тел, препятствовала бы использованию производимых при помощи их измерений поля.

Рассматривать пробные тела как непрерывные распределения зарядов, а не как точечные заряды важно, впрочем, не только для обсуждения поведения пробных тел во время измерения, но и для суждения о взаимном влиянии пробных тел, если их несколько. Ведь если не делать различия между неопределенностью в положении пробного тела, рассматриваемого как точечный заряд, и линейными размерами области, к которой относится измерение, то это будет означать произвольное допущение, чуждое проблеме измеримости. По этой причине нельзя признать правильными и выражения для произведения неопределенностей в $\mathfrak{E}_x$ и $\mathfrak{H}_y$ внутри одной и той же пространственно-временно́й области, полученные путем рассмотрения точечных зарядов разными авторами (Гейзенбергом, с одной стороны, и Ландау и Пайерлсом, с другой). Эти выражения не только противоречат тому, что следует ожидать исходя из формального аппарата квантовой электродинамики (мы уже об этом говорили выше), но и не согласуются между собой за исключением частного случая, когда $L\sim cT$. В этом случае обе оценки дают выражение Q^2, которое получается из формального аппарата для порядка величины произведения дополнительных неопределенностей в двух по-разному усредненных компонентах поля (пространственно-временна́я область усреднения для одной компоненты поля смещена по отношению к области усреднения для другой компоненты на отрезки порядка L и T). Что касается совпадающих пространственно-временны́х областей, то в этом случае указанное произведение неопределенностей тождественно равно нулю, и это представляет существенную черту формального аппарата теории. Физический смысл этого результата становится очевидным, если мы учтем равномерное распределение зарядов пробного тела, используемого для измерения $\mathfrak{E}_x$. В самом деле, представим себе, что смещение заряда ρdv, находящегося в элементе объема вблизи точки P_1, производит в точке P_2 объема V некоторое магнитное поле; но это поле равно и противоположно по знаку тому магнитному полю, которое возникает в точке P_1, когда такое же смещение испытывает заряд ρdv, находящийся вблизи точки P_2; поэтому возникающее в результате смещения пробного тела магнитное поле после усреднения по объему V оказывается равным нулю.

Из сказанного можно сделать следующие выводы. Для изучения вопроса об измеримости поля чрезвычайно существенным является предположение, что используемые пробные тела ведут себя как равномерно заряженные твердые тела, причем для всякого наперед заданного сколь угодно малого промежутка времени их импульсы могут быть измерены с точностью, связанной соотношением дополнительности (16) с неконтролируемыми смещениями, сопровождающими измерение. При этом вследствие конечной скорости распространения всех сил мы не можем, разумеется, иметь в виду обычную механическую идеализацию твердого тела, а должны представлять себе каждое пробное тело как систему отдельных тел достаточно малых размеров; измерение полного импульса этой системы должно выполняться так, чтобы все эти отдельные тела испытывали при таком измерении приблизительно одинаковое смещение. Требование это не встречает принципиальных препятствий, по крайней мере постольку, поскольку можно отвлечься от атомистической структуры пробных тел. Это связано с тем, что необходимые измерения импульсов могут быть полностью описаны на языке классической физики. Такое описание возможно как в том случае, когда речь идет о процессе столкновения между пробным телом и подходящим твердым телом, воспринимающим удар, так и в том случае, когда измерения основаны на исследовании эффекта Допплера, происходящего при отражении излучения от пробного тела. Взаимодействие между пробным телом и телом, воспринимающим удар, может быть прослежено на классической основе в обоих случаях: в первом случае при условии, что масса тела, воспринимающего удар, достаточно велика, а во втором случае при условии, что пучок света, применяемый для измерения эффекта Допплера, содержит достаточно большое число световых квантов. В самом деле, сопровождающая измерение импульса утрата определенности в положении пробного тела связана исключительно с невозможностью проследить, параллельно измерению импульса, ход процесса соударения относительно данной пространственно-временной системы отсчета. Характерная дополнительность в способах описания основана ведь в конечном счете на том, что фиксация процесса относительно определенной системы отсчета связана с передачей импульса и энергии необходимым для реализации этой системы отсчета масштабам и часам [1].

Во всяком описании остается некоторая неопределенность во времени Δt. Напомним, что согласно соотношению неопределенности вели-

---

[1] См.: N. Bohr. Atomtheorie und Naturbeschreibung. Berlin, Springer, 1931. Этот вопрос рассмотрен автором подробнее в его венском докладе, который вскоре выйдет в свет. Там подробно рассматриваются также парадоксы, возникающие при интерпретации соотношения неопределенности с учетом теории относительности.

чина Δt связана с неопределенностью ΔE в величине энергии, которой обменялись во время соударения пробное тело и тело, воспринимающее удар, соотношением

$$\Delta E \cdot \Delta t \sim \hbar. \tag{27}$$

Так как для обоих тел между энергией и компонентами количества движения (импульса) и скорости имеет место соотношение

$$dE = v_x dp_x, \tag{28}$$

то из предыдущего уравнения непосредственно следует, что

$$\Delta p_x |v''_x - v'_x| \Delta t \sim h. \tag{29}$$

Для достаточно тяжелого пробного тела входящее сюда изменение $|v''_x - v'_x|$ его скорости при измерении импульса может считаться известным сколь угодно точно (мы об этом говорили выше). Но и тогда множитель

$$|v''_x - v'_x| \Delta t = \Delta x \tag{30}$$

означает, очевидно, допуск в положении тела относительно фиксированной системы отсчета, что находится в полном соответствии с соотношениями неопределенности (16). Из формулы (30) непосредственно вытекает условие

$$\Delta x < c\Delta t, \tag{31}$$

которое вместе с (16) дает абсолютный нижний предел неточности Δp_x при измерении импульса за промежуток времени с верхним пределом Δt. Но ввиду релятивистской инвариантности соотношений (16) и (27), а также (28) это обстоятельство не налагает каких-либо ограничений на формулировку и применимость принципа неопределенности. К тому же в нашей задаче допустимо при рассмотрении механической стороны вопроса пренебрегать всякими поправками на теорию относительности. В самом деле, если пользоваться достаточно тяжелыми пробными телами, всегда окажется возможным устроить так, чтобы в течение всего процесса измерения скорости всех пробных тел оставались малыми по сравнению со скоростью света. Поэтому мы можем даже всегда рассматривать смещения Δx при измерениях импульса как малые величины по сравнению с соответствующим значением $c\Delta t$, которое и само может быть сделано сколь угодно малым.

Возможность измерить полный импульс протяженного тела в течение наперед заданного промежутка времени и с требуемой точностью, выражаемой формулами (16), обусловлена именно тем, что служащий для

измерения импульса процесс может быть точно прослежен относительно данной пространственно-временно́й системы отсчета. Так, полный импульс используемой в качестве пробного тела системы заряженных тел, его составляющей, может быть определен посредством одного-единственного столкновения. Для этого тело, воспринимающее удар, должно иметь особую конструкцию: оно должно приходить в соприкосновение со всеми частями пробного тела и каждой из них сообщать одинаковое ускорение в одно и то же время. Конечно, такое устройство предъявляет конструкции пробных тел и тела, воспринимающего удар, обширные требования, которые, однако, в принципе выполнимы, если только пренебрегать атомной структурой тел.

Рассматриваемое измерение полного импульса пробного тела можно, по-видимому, проще всего осуществить оптическим путем, если использовать эффект Допплера, например, следующим образом. Представим себе, что каждая составная часть пробного тела снабжена маленьким зеркалом, перпендикулярным направлению оси x; представим себе также ряд других зеркал, закрепленных так, чтобы длина светового пути от источника излучения до каждой из составных частей пробного тела была одной и той же. С помощью надлежащего приспособления можно запустить пучок света длительности Δt, содержащий достаточно большое число световых квантов (это число должно быть весьма велико по сравнению с числом составных частей пробного тела). Тогда все эти составные части одновременно получат толчок и испытают ускорение, которое можно с заданной точностью считать одинаковым.

Покажем, что при помощи такого приспособления можно в самом деле определить полный импульс пробного тела с точностью, допускаемой соотношением (16). Для этого необходимо несколько подробнее рассмотреть взаимодействие между системой, составляющей пробное тело, и световым пучком. При упомянутом выше предположении о том, что скорость пробного тела мала по сравнению со скоростью света, мы получим для каждой из его составных частей

$$\left.\begin{aligned} m_\tau (v''_{\tau, x} - v'_{\tau, x}) &= \frac{\hbar}{c} \sum_{n_\tau} (\nu' + \nu''), \\ \frac{1}{2} m_\tau (v''^2_{\tau, x} - v'^2_{\tau, x}) &= \hbar \sum_{n_\tau} (\nu' - \nu''). \end{aligned}\right\} \qquad (32)$$

Здесь m_τ — масса составной части, $v'_{\tau, x}$ и $v''_{\tau, x}$ — ее скорости до и после отражения света, а суммирование распространяется на все отраженные от данной составной части световые кванты (числа n_τ) с угловыми частотами ν' до и ν'' после отражения (угловая частота равна 2π, деленному

на период). Значение до и после столкновения компоненты импульса данной составной части будет согласно (32) равно

$$\left.\begin{aligned} p'_{\tau,x} &= m_\tau v'_{\tau,x} = m_\tau c\frac{\sum\limits_{n_\tau}(\nu'-\nu'')}{\sum\limits_{n_\tau}(\nu'+\nu'')} - \frac{1}{2}\frac{\hbar}{c}\sum_{n_\tau}(\nu'+\nu''), \\ p''_{\tau,x} &= m_\tau v''_{\tau,x} = m_\tau c\frac{\sum\limits_{n_\tau}(\nu'-\nu'')}{\sum\limits_{n_\tau}(\nu'+\nu'')} + \frac{1}{2}\frac{\hbar}{c}\sum_{n_\tau}(\nu'+\nu''). \end{aligned}\right\} \qquad (33)$$

Предположим теперь, что средняя спектральная частота ν_0 светового пучка весьма велика как по сравнению со средним отклонением $(\Delta t)^{-1}$ в распределении частот, так и по сравнению со всеми изменениями частот $\nu'-\nu''$. Тогда мы можем с достаточным приближением положить происшедшие в результате удара изменения скорости каждой из составных частей тела равными

$$v''_{\tau,x} - v'_{\tau,x} = \frac{\hbar}{m_\tau c}\sum_{n_\tau}(\nu'+\nu'') = \frac{2n_\tau\hbar\nu_0}{m_\tau c} \qquad (34)$$

и принять их одинаковыми для всех составных частей. Таким образом, в результате соударения все составные части пробного тела получают хотя и недоступные контролю, но почти в точности одинаковые смещения (их можно считать одинаковыми со сколь угодно большой точностью). Порядок величины Δx этих смещений удовлетворяет соотношению (30), где $|v''_x - v'_x|$ можно считать равным общему изменению скорости всей системы составных частей пробного тела. Как и раньше, мы будем считать Δx весьма малым по сравнению с $c\Delta t$. На основании (33) и (34) мы получим тогда для произведения Δx на неопределенность в полном импульсе пробного тела приближенное выражение

$$\Delta p_x \Delta x \sim \Delta t \cdot \Delta\left(\sum_\tau\sum_{n_\tau}\hbar\nu' - \sum_\tau\sum_{n_\tau}\hbar\nu''\right). \qquad (35)$$

Стоящие здесь в скобках величины представляют как раз полные энергии обоих световых пучков: пучка, падающего на пробное тело, и пучка, отраженного от него. Энергия последнего может быть измерена с любой точностью, хотя бы путем спектрального анализа отраженного излучения. Для падающего же пучка подобный анализ был бы, очевидно, несовместимым с условиями опыта. Полная энергия этого излучения могла бы быть, однако, измерена с неточностью, связанной с Δt соотношением дополнительности (27). Для этого было бы достаточным чисто

механическое приспособление, при помощи которого рассматриваемый пучок мог бы быть выделен из некоторого общего поля излучения, такого, что его энергия могла бы быть измерена с любой желаемой точностью (например, путем спектрального анализа) до и после выделения пучка. Таким образом, соотношение (35) совпадает с обычным соотношением неопределенности (16). Заметим еще, что доказательство такого совпадения существенным образом связано с тем, что описанное устройство дает только полный импульс пробного тела, но не импульсы составляющих его частей.

То обстоятельство, что применяемая при необходимых для нашей цели измерениях импульса система пробных тел испытывает общее смещение, важно не только для вычисления сопровождающего эти измерения поля, порождаемого пробными телами, но еще и в другом отношении. Оно дает нам возможность ставить опыт так, чтобы за исключением коротких промежутков времени, потребных для измерения импульса, все остальное время все используемые для измерения поля пробные тела могли рассматриваться как неподвижные. (Это вносит в вычисления поля большие упрощения.) Чтобы достигнуть этого, мы можем сразу после каждого измерения импульса, т. е. практически еще в пределах интервала Δt, сообщить при помощи надлежащего приспособления системе пробных тел второй, противоположный толчок, который уничтожил бы то изменение скорости, какое произошло от первого толчка. Это можно сделать для каждого входящего в систему тела с точностью, обратно пропорциональной его массе (т. е. практически с любой точностью), притом так, что знание полного импульса пробного тела не утрачивается. Однако промежуток времени между двумя толчками не может быть определен с допуском, меньшим, чем Δt. Поэтому пробное тело не возвращается в результате второго толчка в свое первоначальное положение; как этого требует принцип неопределенности, оно займет новое, смещенное на величину Δx положение, где и перейдет с данной степенью точности в состояние покоя.

В следующих параграфах мы ближе займемся ограничениями измеримости величин поля, связанными с принципом дополнительности, а для суждения об этих ограничениях необходимо иметь возможность как можно точнее проследить поведение пробных тел в течение всего процесса измерения. Прежде всего необходимо точно знать положение каждого пробного тела в периоды времени до и после его использования для измерения. Для этого целесообразно устроить так, чтобы вне того промежутка времени, когда телу передается подлежащий измерению импульс от поля, тело было жестко скреплено с твердым каркасом, представляющим пространственную систему отсчета. В начале указанного промежутка времени связь с каркасом прерывается и производится измерение компоненты импульса пробного тела в направлении подлежащей

определению компоненты поля. При этом мы всегда будем предполагать, что вслед за измерением производится встречный толчок описанного выше типа и в результате него тело вновь приходит в состояние покоя, причем новое положение тела будет известно лишь приближенно, с неточностью, обратно пропорциональной его массе. В конце указанного промежутка времени, после нового измерения той же компоненты импульса, жесткая связь с каркасом восстанавливается, причем существенно заставить пробное тело занять в точности первоначальное положение. Уже эти предписания налагают на конструкцию системы пробных тел весьма жесткие условия, особенно в том случае, когда желательно достаточно точно отграничить те пространственно-временные области, по которым берется усреднение. В самом деле, вследствие запаздывания всех действий, строго говоря, необходимо, чтобы открепление, а затем и скрепление всей системы твердых тел с твердым каркасом производилось одновременно. При этом линейные размеры отдельных тел, составляющих систему, должны быть по крайней мере столь же малыми, как наименьшее из рассматриваемых значений величины $c\Delta t$; а это значит, что все должно происходить в пределах того промежутка времени Δt, который затрачивается на измерение импульса; самый же этот промежуток времени должен быть мал по сравнению с временем усреднения T.

Требования, предъявляемые к идеальной конструкции системы пробных тел и к манипуляциям с нею, простираются еще дальше, если речь идет об измерении значений поля, усредненных по двум частично перекрывающимся областям пространства-времени. В этом случае мы должны располагать такими пробными телами, которые бы могли вдвигаться одно в другое, не испытывая механического взаимодействия. Кроме того, мы должны стремиться к тому, чтобы наличие системы пробных тел возможно меньше возмущало подлежащие измерению электромагнитные поля. Для этого мы должны к каждому входящему в систему электрическому или магнитному пробному телу присоединять другое, нейтрализующее его тело с точно таким же по величине, но противоположным по знаку зарядом. В случае магнитной системы пробных тел нужно иметь в виду, что равномерное распределение полюсов на теле с резкими границами невозможно. Но в принципе можно себе представить, что каждое входящее в такую систему пробное тело соединено посредством гибких магнитных (т. е. способных намагничиваться) нитей с соответственным нейтрализующим телом. В течение всего процесса измерения все эти нейтрализующие тела должны быть связаны с твердым каркасом, но так, чтобы свободная подвижность тех тел, которые являются пробными телами в собственном смысле, при этом не нарушалась. Всякого рода идеализации, связанные как с этими, так и с другими предположениями о необходимых компенсационных механизмах (которые мы еще будем рассматривать ниже), сохраняют смысл лишь в той мере, в какой мы

можем пренебречь атомным строением пробных тел. Это пренебрежение не представляет, однако, как мы уже говорили, принципиального ограничения для возможности проверки аппарата квантовой электродинамики, поскольку его формулировка не содержит универсальных констант размерности пространства или времени. Цель изложенных выше рассуждений состояла поэтому также и в том, чтобы проанализировать те чисто механические проблемы, которые связаны с измерениями поля, и показать возможность проведения строгого различия между двумя типами возникающих здесь ограничений. Мы имеем в виду, с одной стороны, те ограничения, которые накладываются на свойства пробных тел атомной структурой материи, и, с другой стороны, те ограничения, которым подвержены манипуляции с пробными телами в силу существования универсального кванта действия; эти последние ограничения формулированы в соотношениях неопределенности.

§ 4. Вычисление влияния пробных тел на поле

Мы исследовали выше те физические требования, какие должны предъявляться к свойствам пробных тел. Теперь мы перейдем к более подробному рассмотрению тех электромагнитных действий пробных тел, которые сопровождают измерения поля; действия эти весьма существенны для решения вопроса об измеримости. Согласно сказанному выше мы будем при этом рассматривать каждое пробное тело как непрерывное распределение зарядов, равномерно заполняющее пространственную область, по которой производится усреднение; при измерении импульса это распределение зарядов испытывает параллельное перемещение. Порождаемые при этом электромагнитные поля будут нами вычисляться сперва на основе классической электродинамики, и лишь затем будут рассмотрены вносимые квантом действия ограничения применимости такого способа расчета.

Рассмотрим две пространственно-временные области I и II, имеющие объемы V_{I} и V_{II} и протяженности во времени T_{I} и T_{II}. Поставим вопрос: каково будет электромагнитное поле в точке (x_2, y_2, z_2, t_2) области II, возникающее в результате измерения значения $\mathfrak{E}_x$, усредненного по области I. Мы будем считать, что в объеме V_{I} первоначально находятся два распределения электрических зарядов с постоянными плотностями $+\rho_{\mathrm{I}}$ и $-\rho_{\mathrm{I}}$. За время от t'_{I} до $t'_{\mathrm{I}}+\Delta t_{\mathrm{I}}$ первое распределение зарядов испытывает неравномерное параллельное перемещение в направлении оси x на отрезок $D_x^{(\mathrm{I})}$; в течение времени от $t'_{\mathrm{I}}+\Delta t_{\mathrm{I}}$ до t''_{I} оно остается в покое в смещенном положении; наконец, за время от t''_{I} до $t''_{\mathrm{I}}+\Delta t_{\mathrm{I}}$ оно вновь передвигается неравномерно в направлении оси x и возвращается при этом в свое первоначальное положение, в котором

заряды нейтрализуются. В соответствии с требованием, поставленным в предыдущем параграфе, мы примем далее, что Δt_{I} весьма мало́ по сравнению с $T_{\mathrm{I}} = t''_{\mathrm{I}} - t'_{\mathrm{I}}$ и что $D^{(\mathrm{I})}_x$ мало́ не только по сравнению с линейными размерами объема V_{I} (по которому производится усреднение), но и по сравнению с $c\Delta t_{\mathrm{I}}$.

Таким образом, в случае исчезающе малых Δt_{I} источники искомого поля могут быть выражены через некоторую поляризацию и некоторую плотность тока. Поляризация существует в области I в промежутке времени от t'_{I} до t''_{II}; она направлена по оси x и имеет постоянную плотность $R^{(\mathrm{I})}_x = \rho_{\mathrm{I}} D^{(\mathrm{I})}_x$. Плотность тока существует только в моменты времени, примыкающие к t'_{I} и t''_{I} и может быть записана в виде

$$J^{(\mathrm{I})}_x = \rho_{\mathrm{I}} D^{(\mathrm{I})}_x [\delta(t - t'_{\mathrm{I}}) - \delta(t - t''_{\mathrm{I}})], \tag{36}$$

где используется дельта-функция, определяемая формулой (3). Используя дельта-функцию, можно также представить значение поляризации для любого момента времени t в виде

$$P^{(\mathrm{I})}_x = \rho_{\mathrm{I}} D^{(\mathrm{I})}_x \int\limits_{t'}^{t''_{\mathrm{I}}} \delta(t - t_1)\, dt_1. \tag{37}$$

Эти источники порождают в пространственно-временно́й точке (x_2, y_2, z_2, t_2) поле, компоненты которого могут быть вычислены по известным формулам

$$\left.\begin{aligned} &E^{(\mathrm{I})}_x = -\frac{\partial\varphi^{(\mathrm{I})}}{\partial x_2} - \frac{1}{c}\frac{\partial\psi^{(\mathrm{I})}_x}{\partial t_2}; \quad E^{(\mathrm{I})}_y = -\frac{\partial\varphi^{(\mathrm{I})}}{\partial y_2}; \quad E^{(\mathrm{I})}_z = -\frac{\partial\varphi^{(\mathrm{I})}}{\partial z_2}, \\ &H^{(\mathrm{I})}_x = 0; \quad H^{(\mathrm{I})}_y = \frac{\partial\psi^{(\mathrm{I})}_x}{\partial z_2}; \quad H^{(\mathrm{I})}_z = -\frac{\partial\psi^{(\mathrm{I})}_x}{\partial y_2} \end{aligned}\right\} \tag{38}$$

Здесь мы обозначили компоненты поля латинскими буквами, чтобы отличить это поле от того, которое подлежит измерению. В формуле (38) величина $\varphi^{(\mathrm{I})}$ обозначает запаздывающий скалярный потенциал

$$\varphi^{(\mathrm{I})} = \int\limits_{V_{\mathrm{I}}} \frac{\partial}{\partial x_1}\left[\frac{P^{(\mathrm{I})}_x\left(t_2 - \frac{r}{c}\right)}{r}\right] dv_1, \tag{39}$$

а $\psi^{(\mathrm{I})}_x$ — компоненту запаздывающего векторного потенциала

$$\psi^{(\mathrm{I})}_x = \frac{1}{c}\int\limits_{V_{\mathrm{I}}} \frac{J^{(\mathrm{I})}_x\left(t_2 - \frac{r}{c}\right)}{r}\, dv_1, \tag{40}$$

причем r есть расстояние между пространственными точками (x_1, y_1, z_1) и (x_2, y_2, z_2). Выражение (36) может быть также написано в виде

$$J_x^{(\mathrm{I})} = -\rho_{\mathrm{I}} D_x^{(\mathrm{I})} \int\limits_{t_1'}^{t_1''} \frac{\partial}{\partial t_1} \delta(t - t_1)\, dt_1. \tag{41}$$

На основании (37) и (41) мы можем получаемые из (38), (39) и (40) выражения для компонент поля представить в виде

$$\left.\begin{aligned} &E_x^{(\mathrm{I})} = \rho_{\mathrm{I}} D_x^{(\mathrm{I})} \int\limits_{V_1} dv_1 \int\limits_{T_1} dt_1 A_{xx}^{(12)}; \quad E_y^{(\mathrm{I})} = \rho_{\mathrm{I}} D_x^{(\mathrm{I})} \int\limits_{V_{\mathrm{I}}} dv_1 \int\limits_{T_{\mathrm{I}}} dt_1 A_{xy}^{(12)}; \\ &H_x^{(\mathrm{I})} = 0; \quad H_y^{(\mathrm{I})} = \rho_{\mathrm{I}} D_x^{(\mathrm{I})} \int\limits_{V_{\mathrm{I}}} dv_1 \int\limits_{T_{\mathrm{I}}} dt_1 B_{xy}^{(12)}. \end{aligned}\right\} \tag{42}$$

Здесь использованы сокращенные обозначения (2) и выписаны только некоторые, типические компоненты.

В силу свойств дельта-функции легко видеть, что даваемые формулами (42) компоненты поля всегда остаются конечными и даже не превышают значений порядка $\rho_{\mathrm{I}} D_x^{(\mathrm{I})}$ ни в одной пространственно-временной точке (x_2, y_2, z_2, t_2). Именно такой порядок величины имеют, как мы уже говорили (при обсуждении возражений Ландау и Пайерлса) в § 3, те электромагнитные силы, которые возникают при измерении импульса пробного тела в течение времени Δt. Эти силы не могут заметно возрасти и в последующее время, поскольку сразу же после измерения импульса тело испытывает противоположный толчок, в результате которого оно приходит в состояние покоя; все эти обстоятельства математически выражаются в идеализованном виде формулами (36) и (37).

Нас особенно интересуют значения компонент поля, усредненные по области II. Эти средние значения получаются из (42) после интегрирования в соответствующих пределах по координатам и времени; они выражаются формулами

$$\left.\begin{aligned} &\bar{E}_x^{(\mathrm{I,\,II})} = D_x^{(\mathrm{I})} \rho_{\mathrm{I}} V_{\mathrm{I}} T_{\mathrm{I}} \bar{A}_{xx}^{(\mathrm{I,\,II})}; \quad \bar{E}_y^{(\mathrm{I,\,II})} = D_x^{(\mathrm{I})} \rho_{\mathrm{I}} V_{\mathrm{I}} T_{\mathrm{I}} \bar{A}_{xy}^{(\mathrm{I,\,II})}; \\ &\bar{H}_x^{(\mathrm{I,\,II})} = 0; \qquad\qquad\qquad\qquad \bar{H}_y^{(\mathrm{I,\,II})} = D_x^{(\mathrm{I})} \rho_{\mathrm{I}} V_{\mathrm{I}} T_{\mathrm{I}} \bar{B}_{xy}^{(\mathrm{I,\,II})}. \end{aligned}\right\} \tag{43}$$

На основании свойств выражений $\bar{A}$ и $\bar{B}$, уже обсужденных нами в § 2, мы можем утверждать, что даваемые формулами (43) выражения для средних значений поля представляют при заданной величине $D_x^{(\mathrm{I})}$ вполне определенные непрерывные функции областей I и II. При убы-

вании продолжительности измерения импульса Δt и соответствующего непредсказуемого смещения Δx эти средние значения поля оказываются, таким образом, не зависящими от подробностей хода процессов столкновения и просто пропорциональными постоянной величине смещения пробного тела за время измерения T_I. Именно это обстоятельство и является, как мы увидим ниже, решающим для возможности далеко идущей компенсации не поддающихся контролю полей, возникающих от пробных тел.

До сих пор вычисление этих полей производилось нами на чисто классической основе. Для более подробного сравнения возможностей измерения с требованиями, вытекающими из аппарата квантовой электродинамики, нам необходимо рассмотреть еще квантовую сторону дела. Мы должны учесть те ограничения, которые налагаются на классический способ расчета квантовыми особенностями полевых воздействий, связанными с представлением о световых квантах. Чтобы получить понятие о тех соотношениях, которые здесь имеют место, мы допустим, что рассматриваемые области усреднения одинаковы по порядку величины и смещены в пространстве относительно друг друга на отрезки того же порядка величины, как их линейные размеры, которые мы обозначим через L; кроме того, мы допустим, что соответствующие временны́е интервалы (имеющие порядок T) не превышают величины $\frac{L}{c}$. При таких условиях в спектральном разложении полевых воздействий будут встречаться в основном только волны, длина которых будет того же порядка, что и L. Далее, напряженность поля, порождаемого измерением импульса, будет по порядку величины равна $\rho\Delta x$, а значит энергия поля, содержащаяся в объеме V, будет порядка $\rho^2(\Delta x)^2 V$. Поэтому оценка для числа световых квантов, которые могут здесь играть роль, будет даваться выражением

$$n \sim \rho^2 (\Delta x)^2 V \frac{L}{\hbar c} = \lambda^{-2} \frac{L}{cT}, \tag{44}$$

где λ — множитель, характеризующий точность измерения и определяемый формулой (20). Таким образом, если требуется точность, позволяющая мерить поля, меньше критической величины Q [формула (18)], то в нашем случае число квантов n будет всегда велико по сравнению с единицей.

Относительная точность классически вычисленных выражений (42) и (43) для рассматриваемых полевых воздействий будет тем большей, чем больше точность измерения поля, которой мы задаемся. Необходимо, однако, заметить, что абсолютная точность этих выражений не меняется при возрастании n. В самом деле, статистические флуктуации значений

поля, усредненных по некоторой пространственно-временно́й области, будут в нашем случае иметь порядок величины

$$\frac{\rho\Delta x}{\sqrt{n}} \sim \sqrt{\frac{\hbar c}{VL}} \sim \frac{\sqrt{\hbar c}}{L^2}.$$

Это выражение, дающее оценку флуктуаций поля, порождаемого пробными телами, всегда остается конечным и зависит только от линейных размеров области усреднения. Оно совпадает с выражением (14), относящимся к чистым флуктуациям черного излучения; последнее было выведено для случая $L > cT$ из формального аппарата теории. Вообще приведенное выше рассуждение представляет не более чем пример рассмотренного в § 2 общего соотношения между флуктуациями черного излучения и статистическими отклонениями поля от его значения, вычисляемого на основе классической теории по заданному расположению источников. Там уже было упомянуто, что в случае $L > cT$, особенно важном для проверки аппарата теории, флуктуации черного излучения будут всегда меньше той напряженности поля Q, которая характеризует дополнительную измеримость полевых величин, а именно, они будут тем меньше, чем больше отношение L к cT. В нижеследующем сравнении между измерениями поля и аппаратом теории мы будем поэтому всегда исходить из вычисляемых классически выражений (43) и лишь под конец мы обсудим вопрос о значении флуктуационных явлений для непротиворечивости аппарата теории.

§ 5. Измерение отдельных усредненных значений поля

В основу исследования возможностей измерения усредненных значений поля мы положим уравнение (15), из которого будем исходить как из определения. Уравнение это выражает классически описываемый баланс количества движения (импульса) для пробного тела, находящегося в поле. Согласно приведенным выше рассуждениям, каждая компонента поля, например $\mathfrak{E}_x$, должна рассматриваться как результат наложения полей всех источников, включая поля от самих пробных тел. Сущность проблемы измерения состоит как раз в решении вопроса о том, в какой мере все эти поля могут быть сопоставлены отдельным источникам. Но мы хотели бы уже здесь подчеркнуть, что для принятого выше определения усредненных значений поля строгая применимость классического понятия поля остается в полной силе; она не подрывается тем, что классическое описание полей, порождаемых пробными телами, справедливо, как мы уже упоминали, лишь в известных пределах. Для однозначности

принятого выше определения требуется лишь, чтобы массы пробных тел могли быть выбраны достаточно большими (настолько большими, чтобы можно было пренебречь теми изменениями электромагнитных полей, которые происходят от ускорения пробных тел под влиянием измеряемых полей). Это соображение не связано с рассмотренным в § 3 вопросом о достижимой точности измерения импульса пробных тел в начале и в конце данного промежутка времени. Можно было бы усмотреть в указанном пренебрежении противоречие с атомным (дискретным) характером обмена импульса между электромагнитными полями и материальными телами. Однако здесь нужно иметь в виду, что в рассматриваемой проблеме измерения речь вовсе не идет о том, чтобы проследить какие-либо определенные элементарные процессы в смысле представления о световых квантах. Так, в описанном выше измерительном устройстве твердый каркас (с которым каждое пробное тело связано до начала и после конца измерения) принимает на себя неконтролируемый импульс (толчок).

В предельном случае, когда возможно классическое описание взаимодействия между цугом электромагнитных волн и достаточно тяжелым заряженным телом, указанный перенос импульса в точности компенсировал бы импульс, воспринятый пробным телом в течение промежутка времени, затраченного на измерение.

Прежде чем перейти к общему обсуждению проблемы измерения, мы рассмотрим сперва отдельное измерение поля, когда требуется (как в § 3) определить значение $\mathfrak{E}_x$, усредненное по определенной пространственно-временно́й области, которую мы будем обозначать индексом I, в соответствии с обозначениями предыдущего параграфа. Согласно основному уравнению (15) мы получим для приращения импульса пробного тела выражение

$$p_x^{(\mathrm{I})''} - p_x^{(\mathrm{I})'} = \rho_{\mathrm{I}} V_{\mathrm{I}} T_{\mathrm{I}} (\bar{\mathfrak{E}}_x^{(\mathrm{I})} + \bar{E}_x^{(\mathrm{I,\,I})}). \tag{45}$$

Здесь $\bar{\mathfrak{E}}_x^{(\mathrm{I})}$ — среднее значение того поля $\mathfrak{E}_x$, которое было бы в области I, если бы в момент времени t' не было предпринято измерение импульса пробного тела. Величина же $\bar{E}_x^{(\mathrm{I,\,I})}$ есть среднее значение той части поля, которая происходит от этого измерения импульса; основанная на классической теории оценка этой части поля дается выражением (43), в котором нужно положить области I и II совпадающими.

Согласно изложенному в § 3, входящую в формулу (45) сумму усредненных полей $\bar{\mathfrak{E}}_x^{(\mathrm{I})}$ и $\bar{E}_x^{(\mathrm{I,\,I})}$ можно определить с любой точностью, если только взять ρ_{I} достаточно большим. Однако чем больше ρ_{I}, тем больше будет неподдающееся контролю значение $\bar{E}_x^{(\mathrm{I,\,I})}$, а в силу этого для точности, достижимой при помощи только что описанного простого

измерительного устройства, будет существовать верхняя граница. Согласно (45) указанная точность дается формулой

$$\Delta\bar{\mathfrak{E}}_x^{(\mathrm{I})} \sim \frac{\Delta p_x^{(\mathrm{I})}}{\rho_\mathrm{I} V_\mathrm{I} T_\mathrm{I}} + \Delta\bar{E}_x^{(\mathrm{I,\,I})}. \tag{46}$$

Имея в виду, что входящая в (43) величина $D_x^{(\mathrm{I})}$ может быть указана только с допуском $\Delta x_{(\mathrm{I})}$, и учитывая соотношение неопределенности (16), мы получаем из (46) следующее выражение для $\Delta\bar{\mathfrak{E}}_x^{(\mathrm{I})}$:

$$\Delta\bar{\mathfrak{E}}_x^{(\mathrm{I})} \sim \frac{\hbar}{\rho_\mathrm{I}\Delta x_\mathrm{I} V_\mathrm{I} T_\mathrm{I}} + \rho_\mathrm{I}\Delta x_\mathrm{I} V_\mathrm{I} T_\mathrm{I} \,|\, \bar{A}_{xx}^{(\mathrm{I,\,I})} \,|. \tag{47}$$

Наименьшее значение этого выражения, очевидно, равно

$$\Delta_m\bar{\mathfrak{E}}_x^{(\mathrm{I})} \sim \sqrt{\hbar \,|\, \bar{A}_{xx}^{(\mathrm{II})} \,|}, \tag{48}$$

а в случае $L_\mathrm{I} > cT_\mathrm{I}$ это число равно как раз критической величине Q. Правда, в том случае, когда L_I велико по сравнению с T_I, величина (48) будет существенно меньше того выражения (24), которое рассматривалось Ландау и Пайерлсом как абсолютный предел измеримости полевых величин. Но если бы величина (48) действительно была неизбежным пределом точности измерения поля, то мы бы все же вынуждены были прийти к заключению, совпадающему с точкой зрения указанных авторов, а именно, что формальный аппарат квантовой электродинамики не допускает, будто бы, проверки в собственно квантовой области, так что вся теория поля имела бы реальный физический смысл только в классическом предельном случае.

Это заключение не может, однако, быть признано справедливым. В самом деле, согласно (43) входящий в выражение для $\bar{E}_x^{(\mathrm{I,\,I})}$ множитель при неизвестном смещении $D_x^{(\mathrm{I})}$ представляет вполне определенную величину, зависящую только от геометрических соотношений; а это обстоятельство позволяет расположить измерения так, чтобы действие поля $E_x^{(\mathrm{I})}$ полностью компенсировалось, если не считать неизбежных флуктуаций поля. Этого можно достигнуть таким измерительным устройством, в котором пробное тело даже и в течение времени измерения T_I не будет свободным, а остается связанным с твердым каркасом посредством пружинного механизма, упругое напряжение которого пропорционально $D_x^{(\mathrm{I})}$. Пусть этот механизм действует на пробное тело с некоторой упругой силой и пусть составляющая этой силы по оси x равна $-F_\mathrm{I} D_x^{(\mathrm{I})}$. Если коэффициент упругости F_I этой силы взять равным

$$F_\mathrm{I} = \rho_\mathrm{I}^2 V_\mathrm{I}^2 T_\mathrm{I} \bar{A}_{xx}^{(\mathrm{I,\,I})}, \tag{49}$$

то, очевидно, весь импульс, переданный полем $E_x^{(\mathrm{I})}$ пробному телу, полностью нейтрализуется пружиной. Во всяком случае это будет так, если

пробное тело настолько тяжело, что период его колебаний под действием пружины велик по сравнению с T_{I}, а значит его смещение (производимое за время T_{I} натяжением пружины) мало́ по сравнению с $D_x^{(\mathrm{I})}$. Правда, действие пружины может описываться при помощи классической механики лишь в асимптотическом предельном случае; однако основанные на таком описании расчеты будут справедливы с тем большей точностью, чем больше масса пробного тела. Если оставить в стороне те ограничения, которые обусловлены атомистической структурой всех тел, то против описанного выше компенсирующего устройства никаких принципиальных возражений быть не может. Во-первых, использование механической пружины позволяет обходиться без электромагнитных полей, которые были бы неотделимы от полей, подлежащих измерению. Во-вторых, здесь, очевидно, не требуется учета каких-либо эффектов запаздывания, если только длина пружины достаточно мала, т. е. мала по сравнению с величиной cT_{I}. При условии, что система пробных тел достаточно тяжела, будет безразлично, действует ли пружина на отдельное (одно) пробное тело или же используется система пружин, действующих равномерно на все пробные тела.

Таким образом, возможность придать определенный смысл отдельному измерению поля ограничена только возможностью классического описания поля, порождаемого пробными телами. Граница эта (которая тем менее существенна, чем больше L_{I} по сравнению с cT_{I}) не вносит даже и в случае $L_{\mathrm{I}} \leqslant cT_{\mathrm{I}}$ каких-либо ограничений возможности опытного подтверждения выводов из формального аппарата квантовой электродинамики. При суждении по этому вопросу необходимо строго различать между тем предположением, что необходимые для теоретических выводов исходные данные об электрических и магнитных полях получены путем измерений поля, и тем предположением, что они получены иным путем. В первом случае проверка теоретических выводов требует, очевидно, исследования взаимосвязи между несколькими измерениями поля; в наших же рассуждениях речь идет только о проверке выводов из исходных данных второго рода.

Те заключения о средних значениях поля, которые основаны не на прямом его измерении, а на данных о его квантовом составе или об его источниках (описываемых классически), носят существенно статистический характер. Это есть, как уже было сказано в § 2, главный результат, к которому приводит квантовая теория поля. Приведенное там подробное рассмотрение показывает также, что учет флуктуаций полей, порождаемых пробными телами, не вносит изменений в упомянутые статистические заключения (мы имеем в виду флуктуации около значений, получаемых путем классического расчета). Результаты измерений посредством описанного устройства дают, таким образом, без дальнейших поправок все искомые средние значения поля. Они и представляют те

данные, которые необходимы для проверки теоретических предсказаний. Правомерность такой интерпретации результатов измерений будет обоснована нами ниже для общего случая. Она вытекает и из того соображения, что во всех измерениях физических величин речь идет, по определению, о применении классических представлений; поэтому и при измерении поля всякая попытка учета ограничений строгой применимости классической электродинамики противоречила бы самому понятию измерения.

Как уже было указано во введении, при измерениях поля понятие измерения должно применяться с еще большей осторожностью, чем в обычных проблемах квантовомеханических измерений. Но в том отношении, что между измерительным процессом и самим явлением имеется неразрывная связь, описанная выше ситуация представляет близкую аналогию с обычными проблемами. Представим себе измерение координат или импульса электрона в атоме водорода, находящемся в заданном состоянии. Даже и в этом случае можно с известным правом утверждать, что результат измерения создается лишь самим измерением[1]. Правда, здесь речь идет не о невозможности (или ограничении возможности) истолковать результаты измерения на основе классической механики, а только об отказе от какого бы то ни было контроля над влиянием процесса измерения на состояние атома. Эта черта дополнительности описания существенна для его непротиворечивости. В случае измерений поля она соответствует тому обстоятельству, что в результате воздействия пробных тел утрачивается знание квантового состава поля, и это в тем большей мере, чем больше желаемая точность измерений [последнее видно из (44)]. Если же мы попытаемся восстановить посредством какого-либо измерительного устройства квантовый состав поля путем особого (последующего) измерения, то мы уже не сможем использовать результаты рассматриваемых (предыдущих) измерений поля.

Возможность проверки следствий из аппарата квантовой электродинамики посредством отдельных измерений поля и возможность истолковать такое измерение на основе классической электродинамики вполне согласуются между собою. То обстоятельство, что при доказательстве такой согласованности в обоих случаях в качестве ограничений выступают флуктуации черного излучения, не означает, однако, что эти флуктуации ставят использованию измерений поля какую-то абсолютную границу. Рассматривая соотношения между значениями компоненты поля, усредненными по двум различным областям, мы не наталкиваемся на такого рода ограничения ни при изучении следствий из аппарата теории, ни при про-

[1] Эти рассуждения используют понятие неконтролируемого взаимодействия, которое вызывает возражения (см. прим. перев. на стр. 122). Но выводы, относящиеся к измеримости поля, не зависят от этого спорного понятия и остаются верными. — *Прим. перев.*

верке этих соотношений посредством прямых измерений поля. Это вытекает из рассуждений следующего параграфа, где будет, в частности, показано, что требование повторимости измерений кинематических и динамических величин, столь существенные при исследовании внутренней непротиворечивости обычной квантовой механики, имеет свой аналог для измерений поля.

§ 6. Измеримость двух усредненных значений одной компоненты поля

При исследовании измеримости двух полевых величин целесообразно начинать с измерения значений одной и той же компоненты поля, усредненной по двум различным областям I и II. Рассматривая, как и выше, компоненту поля $\mathfrak{E}_x$ и оставляя пока в стороне ограничения для классического описания полей, порождаемых пробными телами, мы можем записать баланс импульса обоих пробных тел. Вместо (45) мы будем теперь иметь

$$\left.\begin{aligned} p_x^{(\mathrm{I})''} - p_x^{(\mathrm{I})'} &= \rho_{\mathrm{I}} V_{\mathrm{I}} T_{\mathrm{I}} (\bar{\mathfrak{E}}_x^{(\mathrm{I})} + \bar{E}_x^{(\mathrm{I},\,\mathrm{I})} + \bar{E}_x^{(\mathrm{II},\,\mathrm{I})}), \\ p_x^{(\mathrm{II})''} - p_x^{(\mathrm{II})'} &= \rho_{\mathrm{II}} V_{\mathrm{II}} T_{\mathrm{II}} (\bar{\mathfrak{E}}_x^{(\mathrm{II})} + \bar{E}_x^{(\mathrm{II},\,\mathrm{II})} + \bar{E}_x^{(\mathrm{I},\,\mathrm{II})}). \end{aligned}\right\} \quad (50)$$

Здесь $\bar{E}_x^{(\mathrm{I},\,\mathrm{II})}$ определяется выражением (43), а $\bar{E}_x^{(\mathrm{II},\,\mathrm{I})}$ получается из этого выражения простой перестановкой индексов I и II.

Согласно сказанному в предыдущих параграфах наличие в равенствах (50) выражений $\bar{E}_x^{(\mathrm{I},\,\mathrm{I})}$ и $\bar{E}_x^{(\mathrm{II},\,\mathrm{II})}$ имеет следствием то, что каждое из искомых усредненных значений поля $\bar{\mathfrak{E}}_x^{(\mathrm{I})}$ и $\bar{\mathfrak{E}}_x^{(\mathrm{II})}$ может быть при помощи простого измерительного устройства определено лишь с ограниченной точностью, даваемой формулой (48). Поэтому с самого начала ясно, что неизбежно применение какого-то компенсационного способа. Для предварительной ориентировки в рассматриваемой усложненной измерительной задаче мы сперва рассмотрим поэтому измерительное устройство, в котором обратные действия $\rho_{\mathrm{I}} V_{\mathrm{I}} T_{\mathrm{I}} \bar{E}_x^{(\mathrm{I},\,\mathrm{I})}$ и $\rho_{\mathrm{II}} V_{\mathrm{II}} T_{\mathrm{II}} \bar{E}_x^{(\mathrm{II},\,\mathrm{II})}$ полей на пробные тела I и II компенсируется двумя действующими на эти тела пружинами, упругость которых дается формулой (49) и другим аналогичным выражением.

Для неопределенностей обоих измерений поля при таком измерительном устройстве можно из уравнений (50) (без членов $\bar{E}_x^{(\mathrm{I},\,\mathrm{I})}$ и $\bar{E}_x^{(\mathrm{II},\,\mathrm{II})}$) получить согласно (16) и (43) следующие выражения:

$$\left.\begin{aligned} \Delta\bar{\mathfrak{E}}_x^{(\mathrm{I})} &\sim \frac{\hbar}{\rho_{\mathrm{I}} \Delta x_{\mathrm{I}} V_{\mathrm{I}} T_{\mathrm{I}}} + \rho_{\mathrm{II}} \Delta x_{\mathrm{II}} V_{\mathrm{II}} T_{\mathrm{II}} \,|\bar{A}_{xx}^{(\mathrm{II},\,\mathrm{I})}|, \\ \Delta\bar{\mathfrak{E}}_x^{(\mathrm{II})} &\sim \frac{\hbar}{\rho_{\mathrm{II}} \Delta x_{\mathrm{II}} V_{\mathrm{II}} T_{\mathrm{II}}} + \rho_{\mathrm{I}} \Delta x_{\mathrm{I}} V_{\mathrm{I}} T_{\mathrm{I}} \,|\bar{A}_{xx}^{(\mathrm{I},\,\mathrm{II})}|. \end{aligned}\right\} \quad (51)$$

Здесь учтено, что входящие в $\bar{E}_x^{(\mathrm{I,\,II})}$ и $\bar{E}_x^{(\mathrm{II,\,I})}$ смещения $D_x^{(\mathrm{I})}$ и $D_x^{(\mathrm{II})}$ пробных тел друг от друга не зависят и известны лишь с точностью Δx_{I} и Δx_{II}. Путем надлежащего выбора значений $\rho_{\mathrm{I}}\Delta x_{\mathrm{I}}$ и $\rho_{\mathrm{II}}\Delta x_{\mathrm{II}}$ можно, очевидно, сколь угодно уменьшить каждую из величин $\Delta\bar{\mathfrak{E}}_x^{(\mathrm{I})}$ и $\Delta\bar{\mathfrak{E}}_x^{(\mathrm{II})}$ в отдельности, но лишь ценой возрастания другой из этих величин. Для произведения обеих величин мы получим из (51) минимальное значение[1]

$$\Delta\mathfrak{E}_x^{(\mathrm{I})}\Delta\mathfrak{E}_x^{(\mathrm{II})} \sim \hbar\left[|\bar{A}_{xx}^{(\mathrm{I,\,II})}| + |\bar{A}_{xx}^{(\mathrm{II,\,I})}|\right]. \qquad (52)$$

При всем сходстве соотношения (52) с вытекающими из аппарата теории соотношениями неопределенности (8) между теми и другими соотношениями имеется принципиальное различие: в формулы (8) входит не сумма абсолютных значений величин $\bar{A}_{xx}^{(\mathrm{I,\,II})}$ и $\bar{A}_{xx}^{(\mathrm{II,\,I})}$, а их алгебраическая разность. Вообще говоря, в том случае, когда области I и II сдвинуты в пространстве и во времени на отрезки порядка L и T, правые части формул (8) и (52) по порядку величины совпадают и имеют порядок величины Q^2. Но вследствие того, что в соотношение неопределенности (8) входит разность, в некоторых важных случаях может (как уже отмечалось в § 2) оказаться, что произведение дополнительных неопределенностей равно нулю, несмотря на то, что величины $\bar{A}_{xx}^{(\mathrm{I,\,II})}$ и $\bar{A}_{xx}^{(\mathrm{II,\,I})}$ в отдельности отличны от нуля. Это будет иметь место, например, тогда, когда взятые для усреднения промежутки времени T_{I} и T_{II} совпадают; в частности, это будет при полном совпадении областей усреднения I и II. В последнем случае даваемая формулой (52) граница измеримости двух усредненных значений поля противоречила бы даже результату проведенного выше обсуждения измерений, относящихся к одному усредненному значению. Вообще выражения (52) и (8) совпадают полностью только в том случае, когда хотя бы одна из величин $\bar{A}_{xx}^{(\mathrm{I,\,II})}$ или $\bar{A}_{xx}^{(\mathrm{II,\,I})}$ обращается в нуль. Припоминая, что в интегралы (5) для этих величин входит дельта-функция от аргументов $t_1 - t_2 - \frac{r}{c}$ или $t_2 - t_1 - \frac{r}{c}$, мы можем сказать, что для обращения одной из них в нуль, вообще говоря, необходимо, чтобы один из этих аргументов оставался отличным от нуля для любой пары точек (x_1, y_1, z_1, t_1) и (x_2, y_2, z_2, t_2) из областей I и II.

За исключением только что рассмотренного случая, когда между обоими усредненными значениями нет никакой корреляции или есть

---

[1] Более точное вычисление дает

$$\Delta\bar{\mathfrak{E}}_x^{(\mathrm{I})}\Delta\bar{\mathfrak{E}}_x^{(\mathrm{II})} \sim \hbar\left(\sqrt{|\bar{A}_{xx}^{(\mathrm{I,\,II})}|} + \sqrt{|\bar{A}_{xx}^{(\mathrm{II,\,I})}|}\right)^2;$$

но так как речь идет здесь только о порядке величины, то различие между этой формулой и (52) несущественно. — *Прим. перев.*

только односторонняя корреляция, для доказательства совпадения между измеримостью поля и выводами из аппарата квантовой электродинамики требуется рассмотреть какое-то более совершенное измерительное устройство, в котором неконтролируемые эффекты компенсировались бы в большей степени. С необходимостью особого компенсирующего устройства мы встретились уже при рассмотрении одной полевой величины. Здесь же возникает еще одно усложнение, которое состоит в том, что смещения обоих пробных тел не только остаются неизвестными, но полностью независимы друг от друга. Это обстоятельство не приводит, однако, к принципиальным трудностям; приходится только несколько усложнить измерительную процедуру, чтобы по возможности компенсировать также и влияние относительного смещения пробных тел на измерения поля. С этой целью мы выделим из каждой системы пробных тел I и II по одному телу ε_{I} и ε_{II}, для каждого из которых выражение $r-c\ (t_1-t_2)$ обращается в нуль для двух моментов времени t_I^* и t_{II}^*, лежащих соответственно в промежутках T_I и T_{II}. Если бы такое выделение оказалось невозможным, то согласно сказанному выше согласие между возможностями измерения и аппаратом теории достигалось бы даже без добавочной компенсации. Для установления необходимой связи между пробными телами естественно было бы применить пружину, непосредственно соединяющую тела ε_I и ε_{II}, но при этом возникли бы затруднения из-за запаздывания в распространении сил. Но здесь можно обойтись пружиной, которая была бы короткой, т. е. малой по сравнению с cT. Для этого нужно присоединить ко второй системе пробных тел нейтральное добавочное тело ε_{III}, находящееся близи тела ε_I (принадлежащего к первой системе) и связанное с ним пружиной.

Пусть тело ε_{III} сперва связано с твердым каркасом (как и все прочие тела, составляющие обе системы пробных тел). Пусть в момент t_I' оно открепляется от каркаса и его импульс измеряется с той же точностью, что и импульс системы II пробных тел. В результате оно испытывает неизвестное смещение $D_x^{(III)}$ в направлении оси x, причем порядок величины этого смещения будет тот же, как Δx_{II}. Пусть упругость пружины, действующей между ε_{III} и ε_I, выбрана равной

$$\frac{1}{2}\rho_I\rho_{II}V_IV_{II}T_{II}{}^{r}(\bar{A}_{xx}^{(I,\,II)}+\bar{A}_{xx}^{(II,\,I)}).$$

Тогда за время T_I от тела ε_{III} будет передан телу ε_I импульс

$$P=\frac{1}{2}\rho_I\rho_{II}V_IV_{II}T_IT_{II}{}^{r}(\bar{A}_{xx}^{(I,\,II)}+\bar{A}_{xx}^{(II,\,I)})(D_x^{(I)}-D_x^{(III)}). \tag{53}$$

Импульс самого тела ε_{III} претерпевает за то же время изменение, равное $-P$. В момент t_I'' вновь измеряется с той же точностью импульс тела ε_{III}. Но перед этим измерением, в момент t_{II}^*, посылается короткий

световой сигнал от ε_{II} к ε_{III}; при помощи этого сигнала и надлежащего устройства может быть измерено с любой точностью относительное смещение этих тел $D_x^{(III)} - D_x^{(II)}$. При отправлении и при приеме сигнала соответствующие тела испытывают изменения импульса, которые хотя и остаются полностью неизвестными, но в точности взаимно компенсируются в выражении для суммы измеренных на телах приращений импульса.

Составляя баланс для изменений импульса обеих систем пробных тел во время измерения, мы получаем, если будем причислять тело ε_{III} к системе II,

$$\left.\begin{aligned} p_x^{(I)''} - p_x^{(I)'} &= \rho_I V_I T_I (\bar{\mathfrak{E}}_x^{(I)} + \bar{E}_x^{(II,\,I)}) + P, \\ p_x^{(II)''} - p_x^{(II)'} + p_x^{(III)''} - p_x^{(III)'} &= \rho_{II} V_{II} T_{II} (\bar{\mathfrak{E}}_x^{(II)} + \bar{E}_x^{(I,\,II)}) - P. \end{aligned}\right\} \quad (54)$$

Если воспользоваться соотношениями (43) и (53), то эти формулы можно привести к виду

$$\left.\begin{aligned} p_x^{(I)''} - p_x^{(I)'} = \rho_I V_I T_I \bar{\mathfrak{E}}_x^{(I)} + \frac{1}{2}\rho_I\rho_{II} V_I V_{II} T_I T_{II} \{-D_x^{(II)} (\bar{A}_{xx}^{(I,II)} - \bar{A}_{xx}^{(II,I)}) + \\ + (D_x^{(II)} - D_x^{(III)}) (\bar{A}_{xx}^{(I,II)} + \bar{A}_{xx}^{(II,I)}) + D_x^{(I)} (\bar{A}_{xx}^{(I,II)} + \bar{A}_{xx}^{(II,I)})\}, \\ p_x^{(II)''} - p_x^{(II)'} + p_x^{(III)''} - p_x^{(III)'} = \rho_{II} V_{II} T_{II} \bar{\mathfrak{E}}_x^{(II)} + \\ + \frac{1}{2}\rho_I\rho_{II} V_I V_{II} T_I T_{II} \{D_x^{(I)} (\bar{A}_{xx}^{(I,\,II)} - \bar{A}_{xx}^{(II,\,I)}) - \\ - (D_x^{(II)} - D_x^{(III)}) (\bar{A}_{xx}^{(I,\,II)} + \bar{A}_{xx}^{(II,\,I)}) + D_x^{(II)} (\bar{A}_{xx}^{(I,\,II)} + \bar{A}_{xx}^{(II,\,I)})\}. \end{aligned}\right\} \quad (55)$$

Последние члены в фигурных скобках формул (55) пропорциональны неизвестным смещениям пробных тел I и II; они могут быть поэтому исключены путем устройства надлежащих пружинных связей с твердым каркасом (подобно тому, как это было сделано для исключения обратных воздействий каждого пробного тела на самого себя). Это сводится к тому, что выражение (49) для коэффициента упругости пружины, действующей на тело I, заменяется на

$$F_{I,\,II} = \rho_I^2 V_I^2 T_I \bar{A}_{xx}^{(I,\,I)} + \frac{1}{2}\rho_I\rho_{II} V_I V_{II} T_{II} (\bar{A}_{xx}^{(I,\,II)} + \bar{A}_{xx}^{(II,\,I)}), \quad (56)$$

причем упругость пружины, действующей между каркасом и телом II, должна быть изменена аналогичным образом. Далее, члены, пропорциональные относительному смещению $D_x^{(III)} - D_x^{(II)}$, могут для описанного выше измерительного устройства считаться известными с любой желаемой степенью точности и могут поэтому быть просто учтены при измерениях поля. Впрочем, при помощи несколько более сложного устройства можно даже добиться того, чтобы разность $D_x^{(III)} - D_x^{(II)}$ исчезала. Для этого нужно (подобно тому, как это делается в описанном в § 3 устройстве

для измерения полного импульса всей системы пробных тел) применять для определения $p_x^{(II)} + p_x^{(III)}$ один и тот же световой пучок и подобрать надлежащим образом световые пути пучка, используя определенное расположение твердых зеркал. А именно, нужно подобрать их так, чтобы при первом измерении импульса отражения света от тела ε_{III} и от всех тел, составляющих систему II, происходили в моменты времени t'_{I} и соответственно t'_{II}, а при втором измерении они происходили в моменты времени t''_{I} и соответственно t''_{II}.

Чрезвычайная сложность всех этих приспособлений лежит в существе дела, ибо она обусловлена исключительно только конечной скоростью распространения всякого рода полевых воздействий. Но они позволили нам действительно устранить описанное в начале этого параграфа кажущееся противоречие между определениями одного и двух усредненных значений данной компоненты поля. В самом деле, формула (55) приводит теперь вместо (51) к следующим выражениям для неопределенностей в величинах $\overline{\mathfrak{E}}_x^{(I)}$ и $\overline{\mathfrak{E}}_x^{(II)}$:

$$\left.\begin{aligned} \Delta\overline{\mathfrak{E}}_x^{(I)} &\sim \frac{\hbar}{\rho_{\mathrm{I}}\Delta x_{\mathrm{I}} V_{\mathrm{I}} T_{\mathrm{I}}} + \frac{1}{2}\rho_{\mathrm{II}}\Delta x_{\mathrm{II}} V_{\mathrm{II}} T_{\mathrm{II}} \left|\bar{A}_{xx}^{(\mathrm{I},\mathrm{II})} - \bar{A}_{xx}^{(\mathrm{II},\mathrm{I})}\right|, \\ \Delta\overline{\mathfrak{E}}_x^{(II)} &\sim \frac{\hbar}{\rho_{\mathrm{II}}\Delta x_{\mathrm{II}} V_{\mathrm{II}} T_{\mathrm{II}}} + \frac{1}{2}\rho_{\mathrm{I}}\Delta x_{\mathrm{I}} V_{\mathrm{I}} T_{\mathrm{I}} \left|\bar{A}_{xx}^{(\mathrm{I},\mathrm{II})} - \bar{A}_{xx}^{(\mathrm{II},\mathrm{I})}\right|. \end{aligned}\right\} \quad (57)$$

Для минимального значения произведения этих неопределенностей отсюда получается выражение[1]

$$\Delta\overline{\mathfrak{E}}_x^{(I)}\Delta\overline{\mathfrak{E}}_x^{(II)} \sim \hbar\left|\bar{A}_{xx}^{(\mathrm{I},\mathrm{II})} - \bar{A}_{xx}^{(\mathrm{II},\mathrm{I})}\right| \quad (58)$$

в полном согласии с вытекающими из квантовой теории поля формулами (8).

Чтобы окончательно убедиться в полнейшем совпадении между следствиями из аппарата квантовой электродинамики и возможностями измерения данной компоненты поля, усредненной по двум пространственно-временны́м областям, мы должны рассмотреть еще один вопрос. Мы использовали выше допущение о том, что воздействие полей от пробных тел может быть описано классическим образом, и должны теперь исследовать, в какой мере это допущение отзывается на возможности проверки выводов из теории. Вопрос этот возникает в связи с тем, что флуктуации полей от пробных тел неразрывно связаны с флуктуациями поля черного излучения, и можно было бы подумать, что именно при измерении нескольких усредненных значений поля пренебрежение этими флуктуациями (которые не могут быть прослежены на основе классической теории) представляет существенное упущение. Мы рассматривали

[1] В правой части (58) опущен несущественный множитель 2. — *Прим. перев.*

области усреднения с линейными размерами L и соответствующими промежутками времени T. Правда, если относительное смещение обеих областей усреднения будет того же порядка, как L и T, то в том важном случае, когда L велико по сравнению с cT, указанное пренебрежение не может иметь существенного значения. Однако в том случае, когда порядок величины смещения L равен или меньше порядка cT, флуктуации черного излучения будут того же порядка, как соответствующее отношению смещений критическое поле $\mathfrak{A}$, значение которого выведено в § 2 из соотношений неопределенности для поля; величину $\mathfrak{A}$ можно рассматривать как предел применимости классического описания. С другой стороны, для двух почти совпадающих областей произведение дополнительных неопределенностей в усредненных значениях поля стремится согласно формулам (8) к нулю независимо от отклонения L и cT, так что критическое поле $\mathfrak{A}$ может оказаться сколь угодно малым по сравнению с флуктуациями черного излучения. В этом последнем случае пренебрежение флуктуациями могло бы показаться еще более недопустимым и могло бы быть истолковано как полный отказ от повторимости измерений поля.

Более пристальное рассмотрение показывает, однако, что непротиворечивое толкование всех выводов из квантовой теории поля может быть достигнуто, если мы будем рассматривать результаты измерений посредством описанного выше устройства как искомые усредненные значения поля; такая точка зрения представляет естественное и неизбежное обобщение понятия измерения. Дело в том, что неподдающиеся классическому описанию флуктуации, связанные с полевыми воздействиями всех пробных тел, вообще не могут быть отделены от принципиально статистических черт всякого теоретического утверждения, если только оно заранее не предполагает возможность измерения поля в узком смысле. Не налагая на поставленную здесь проблему измерения каких-либо ограничений, мы можем поэтому считать рассмотренные выше флуктуации неотъемлемой составной частью самого поля, подлежащего измерению. В этом отношении ситуация в случае, когда измеряются несколько усредненных значений поля, отличается от ситуации в случае, когда измеряется только одно его значение, только тем, что в первом (общем) случае состояние поля, с которым мы имеем дело при каждом его измерении, зависит также и от результатов остальных измерений поля.

При таком положении вещей уместно указать на то, что при корреляции нескольких измерений поля мы имеем дело с такой чертой общей дополнительности описания, которая не встречается в обычных проблемах измерения нерелятивистской квантовой механики. Принципиальное упрощение, с которым мы встречаемся в этой последней теории, состоит как раз в разделении между пространственной координацией и ходом во времени, а это разделение позволяет расположить все измерительные

процессы в простую временну́ю последовательность. При измерении же двух усредненных значений поля говорить о такой последовательности измерительных процессов можно только тогда, когда соответствующие промежутки времени далеко отстоят друг от друга. Кроме того, как это и вытекает из аппарата теории, корреляция между обоими измерениями будет, вообще говоря, взаимной; и только в том случае, когда одна из величин $r—c(t_1—t_2)$ и $r—c(t_2—t_1)$ остается отличной от нуля для всех пар точек областей I и II, ситуация будет подобно той, с какой мы встречаемся в обычной проблеме измерения атомной механики. А тогда результат одного измерения поля может быть просто причислен к исходным данным, на основании которых вычисляются ожидания, подлежащие проверке во втором измерении поля.

С поучительным примером тесной взаимной корреляции мы встречаемся в измерениях одной компоненты поля, усредненной по двум почти совпадающим пространственно-временны́м областям. Сообразно требованию повторимости результатов измерения теория приводит здесь к условию, чтобы оба измерения давали с любой степенью точности один и тот же результат, совершенно независимо от тех статистических характеристик для измеряемых полей, которые могут вытекать из исходных предположений. В нашей постановке опыта такое требование действительно выполняется; это вытекает из того, что в нашем случае мы имеем дело с двумя системами пробных тел, которые занимают почти одну и ту же область пространства и используются в почти один и тот же промежуток времени. Согласно определению, они подвергаются поэтому воздействию почти одного и того же поля совершенно независимо от того, из каких источников происходит это поле и какой вклад вносит в него то или иное из пробных тел.

Собственно говоря, из последнего замечания следует, что при совпадающих областях усреднения совершенно одинаковые результаты обоих измерений получались бы и без всякой компенсации. Но вследствие полевых воздействий пробных тел получаемые таким путем результаты могли бы отклоняться от подлежащих проверке теоретических ожиданий, причем это отклонение было бы непредсказуемым и тем большим, чем больше та точность измерений, которой мы задаемся. Мы рассматривали выше компенсационный механизм, пригодный для отдельных измерений поля, а переходя в начале этого параграфа к случаю двух усредненных значений, мы оставили сперва этот механизм без изменений. Применение такого механизма хотя и уменьшает, вообще говоря, отклонения, о которых мы только что говорили, но зато делает невозможной корреляцию между измерениями обоих усредненных значений (такой корреляции препятствуют действия пружин, пропорциональные независимым смещениям пробных тел). В окончательно принятом для измерения двух усредненных значений измерительном устройстве были устра-

нены (путем компенсации действия пружин) все доступные определению различия между результатами измерений и выводами из теории, а тем самым была восстановлена и упомянутая корреляция для двух совпадающих областей. Действительно, импульсы, переданные каждому пробному телу в результате действия всех пружин (и поделенные на соответствующие плотности заряда) будут в этом случае совершенно независимы от величины недоступных контролю смещений пробных тел.

По вопросу о непротиворечивости описания мы хотели бы заметить еще следующее. Всякая попытка проконтролировать путем исследования излучения пробного тела изменение квантового состава поля, вызванное его измерением, исключила бы возможность использовать результат данного измерения поля для сравнения с результатом последующего измерения. (Об этом мы неоднократно говорили выше.) В самом деле, для того чтобы можно было говорить о таком использовании, нужно, чтобы имелись такие пары точек из областей I и II, для которых одно из выражений $r-c(t_1-t_2)$ или $r-c(t_2-t_1)$ обращалось бы в нуль. Но тогда поля излучения, порождаемые в ходе измерений поля пробными телами I и II, не могли бы быть перехвачены (и проанализированы) на их пути от одного пробного тела к другому без того, чтобы существенно не повлиять на поля, подлежащие измерению посредством этих пробных тел. Анализ (сколь угодно точный) квантового состояния полного поля можно было бы предпринять без ущерба для поставленной проблемы измерения только после того, как все измерения поля закончены, а тогда результаты такого анализа уже не могли бы быть использованы.

§ 7. Измеримость двух усредненных значений неодинаковых компонент поля

Что касается измерений усредненных значений неодинаковых компонент поля, то особого рассмотрения требует здесь только случай взаимно перпендикулярных (однотипных или разнотипных) компонент. В самом деле, требуемая формальным аппаратом квантовой электродинамики полная коммутативность и независимая измеримость параллельных разнотипных компонент, очевидно, выполняется: она отвечает тому факту, что согласно формулам (42) порождаемое измерением $\mathfrak{E}_x^{(I)}$ магнитное поле имеет компоненту $H_x^{(I)}$, тождественно равную нулю. Измеримость же усредненных значений перпендикулярных компонент поля допускает исследование на основе формул (43); рассуждения здесь аналогичны тем, какие были развиты нами в предыдущем параграфе.

Рассмотрим измерение значения $\mathfrak{E}_x$, усредненного по области I, и измерение значений $\mathfrak{E}_y$ или $\mathfrak{H}_y$, усредненных по области II. Возьмем

сперва такое измерительное устройство, в котором происходящие при измерении полевые воздействия каждого пробного тела на самого себя компенсируются по способу, описанному в § 5. Мы получим тогда для баланса импульса обоих используемых пробных тел уравнения следующего типа:

$$\left.\begin{aligned} p_x^{(\mathrm{I})''} - p_x^{(\mathrm{I})'} &= \rho_{\mathrm{I}} V_{\mathrm{I}} T_{\mathrm{I}} (\bar{\mathfrak{E}}_x^{(\mathrm{I})} + D_y^{(\mathrm{II})} \sigma_{\mathrm{II}} V_{\mathrm{II}} T_{\mathrm{II}} \bar{C}_{xy}^{(\mathrm{II},\,\mathrm{I})}), \\ p_y^{(\mathrm{II})''} - p_y^{(\mathrm{II})'} &= \sigma_{\mathrm{II}} V_{\mathrm{II}} T_{\mathrm{II}} (\bar{\mathfrak{R}}_y^{(\mathrm{II})} + D_x^{(\mathrm{I})} \rho_{\mathrm{I}} V_{\mathrm{I}} T_{\mathrm{I}} \bar{C}_{xy}^{(\mathrm{I},\,\mathrm{II})}). \end{aligned}\right\} \tag{59}$$

Здесь приняты следующие обозначения. Смотря по тому, идет ли речь об однотипных или разнотипных компонентах поля, величина $\mathfrak{R}$ заменяет либо $\mathfrak{E}$, либо $\mathfrak{H}$; далее, C заменяет либо A, либо B [символы, встречающиеся в формулах 43)]; наконец σ_{II} означает либо плотность электрического заряда, либо распределение магнитных полюсов[1] тела II.

Аналогично выводу формулы (52) можно получить из (59) соотношение

$$\Delta\bar{\mathfrak{E}}_x^{(\mathrm{I})} \Delta\bar{\mathfrak{R}}_y^{(\mathrm{II})} \sim \hbar\,[\,|\bar{C}_{xy}^{(\mathrm{I},\,\mathrm{II})}| + |\bar{C}_{xy}^{(\mathrm{II},\,\mathrm{I})}|\,], \tag{60}$$

которое, как и (52), приводит к согласию между измеримостью и формальным аппаратом квантовой электродинамики не в общем случае, а лишь при некоторых условиях. Из случаев, когда эти условия выполняются, мы хотели бы особо упомянуть измерение разнотипности перпендикулярных компонент поля, усредненных по одному и тому же объему; в этом случае, как уже было указано в § 2, оба выражения $\bar{B}_{xy}^{(\mathrm{I},\,\mathrm{II})}$ и $\bar{B}_{xy}^{(\mathrm{II},\,\mathrm{I})}$ обращаются в нуль. Это обстоятельство может быть истолковано как сколь угодно точная независимая измеримость соответствующих полевых величин. Правильность такого толкования подтверждается уже теми элементарными рассуждениями, которые были приведены в §3 для совпадающих объемов и промежутков времени.

Переходя к общему рассмотрению проблемы измеримости взаимно перпендикулярных компонент поля, мы выберем, как и в предыдущем параграфе, два отдельных тела ε_{I} и $\varepsilon_{\mathrm{II}}$, входящих в первую и вторую системы пробных тел; пусть расстояние между телами ε_{I} и $\varepsilon_{\mathrm{II}}$ равно $r = c\,(t_{\mathrm{I}}^* - t_{\mathrm{II}}^*)$, причем t_{I}^* и t_{II}^* лежат внутри промежутков времени T_{I} и соответственно T_{II}. Далее мы приведем в непосредственную близость с ε_{I} третье тело $\varepsilon_{\mathrm{III}}$ и будем измерять компоненту его импульса по оси y в моменты времени t_{I}' и t_{I}''. Относительное смещение $D_y^{(\mathrm{III})} - D_y^{(\mathrm{II})}$ тел $\varepsilon_{\mathrm{III}}$ и $\varepsilon_{\mathrm{II}}$ будет измеряться опять-таки посредством светового сигнала, который сообщит обоим телам равные по величине и противоположно

[1] Говоря о распределении магнитных полюсов, авторы, по-видимому, имеют в виду устройство, упомянутое в конце § 3 (гибкие магнитные нити, соединенные с нейтрализующим телом); таким путем обходятся трудности, связанные с несуществованием отдельных магнитных полюсов (монополей). — *Прим. перев.*

направленные изменения импульса. Но мы не можем теперь непосредственно соединять пружиной тела ε_{III} и ε_{I}; чтобы сделать перенос силы посредством пружинного механизма пропорциональным $D_y^{(III)} - D_x^{(I)}$, мы должны теперь использовать приспособление, состоящее из двух пружин и равноплечного рычага с двумя взаимно перпендикулярными плечами; рычаг должен вращаться вокруг сочленения, связанного с твердым каркасом, а его плечи должны быть первоначально направлены вдоль осей x и y соответственно. Между первым плечом и телом ε_{III} устанавливается пружина, параллельная оси y, а между вторым плечом и телом ε_{I} действует пружина, параллельная оси x. Упругость пружины должна быть выбрана так, чтобы сила, действующая в течение промежутка времени T_1 (на тело ε_{III} в направлении оси y, а на тело ε_{I} в направлении оси x), была равна

$$\frac{1}{2}\rho_{I}\sigma_{II}V_{I}V_{II}T_{II}(\overline{C}_{xy}^{(I,\,II)} + \overline{C}_{xy}^{(II,\,I)})(D_x^{(I)} - D_y^{(III)}).$$

Баланс импульса между обеими системами пробных тел может быть записан, после надлежащих преобразований в виде, аналогичном (55), а именно:

$$\left.\begin{aligned} p_x^{(I)''} - p_x^{(I)'} &= \rho_{I}V_{I}T_{I}\overline{\mathfrak{E}}_x^{(I)} + \frac{1}{2}\rho_{I}\sigma_{II}V_{I}V_{II}T_{I}T_{II}\{-D_y^{(II)}(\overline{C}_{xy}^{(I,\,II)} - \overline{C}_{xy}^{(II,\,I)}) + \\ &+ (D_y^{(II)} - D_y^{(III)})(\overline{C}_{xy}^{(I,\,II)} + \overline{C}_{xy}^{(II,\,I)}) + D_x^{(I)}(\overline{C}_{xy}^{(I,\,II)} + \overline{C}_{xy}^{(II,\,I)})\}, \\ p_y^{(II)''} - p_y^{(II)'} + p_y^{(III)''} - p_y^{(III)'} &= \sigma_{II}V_{II}T_{II}\overline{\mathfrak{H}}_y^{(II)} + \\ &+ \frac{1}{2}\rho_{I}\sigma_{II}V_{I}V_{II}T_{I}T_{II}\{D_x^{(I)}(\overline{C}_{xy}^{(I,\,II)} - \overline{C}_{xy}^{(II,\,I)}) + \\ &+ (D_y^{(II)} - D_y^{(III)})(\overline{C}_{xy}^{(I,\,II)} + \overline{C}_{xy}^{(II,\,I)}) - D_y^{(II)}(\overline{C}_{xy}^{(I,\,II)} + \overline{C}_{xy}^{(II,\,I)})\}. \end{aligned}\right\} \quad (61)$$

После компенсации последних членов мы получаем, таким образом, для неопределенностей в усредненных значениях поля

$$\left.\begin{aligned} \Delta\overline{\mathfrak{E}}_x^{(I)} &\sim \frac{\hbar}{\rho_{I}\Delta x_{I}V_{I}T_{I}} + \frac{1}{2}\sigma_{II}\Delta y_{II}V_{II}T_{II}\,|\,\overline{C}_{xy}^{(I,\,II)} - \overline{C}_{xy}^{(II,\,I)}\,|, \\ \Delta\overline{\mathfrak{H}}_y^{(II)} &\sim \frac{\hbar}{\sigma_{II}\Delta y_{II}V_{II}T_{II}} + \frac{1}{2}\rho_{I}\Delta x_{I}V_{I}T_{I}\,|\,\overline{C}_{xy}^{(I,\,II)} - \overline{C}_{xy}^{(II,\,I)}\,|. \end{aligned}\right\} \quad (62)$$

Для минимального значения произведения неопределенностей отсюда получается формула

$$\Delta\overline{\mathfrak{E}}_x^{(I)}\Delta\overline{\mathfrak{H}}_y^{(II)} \sim \hbar\,|\,\overline{C}_{xy}^{(I,\,II)} - \overline{C}_{xy}^{(II,\,I)}\,|, \quad (63)$$

которая и в этом случае находится в полном согласии с формальным аппаратом квантовой электродинамики.

Из общих рассуждений в конце предыдущего параграфа следует далее, что и в рассмотренном здесь случае оценка полевых воздействий на основе классической теории вполне допустима, так что использование измерений поля для проверки выводов из формального аппарата не может быть подвергнуто сомнению. К тому же при измерении усредненных значений различных компонент поля вопрос о повторимости измерений вообще не возникает, а что касается чистых флуктуаций черного излучения, то они составляют неизбежную статистическую черту всех теоретических выводов и подразумеваются сами собой.

§ 8. Заключительные замечания

Мы приходим, таким образом, к заключению, о котором мы говорили уже в самом начале: в отношении проблемы измеримости квантовая теория поля представляет свободную от противоречий идеализацию в той мере, в какой можно отвлечься от всех ограничений, связанных с атомистической структурой источников поля и измерительных приборов. В сущности этот результат можно было бы рассматривать (согласно сказанному во введении) как непосредственное следствие того, что как формальный аппарат квантовой электродинамики, так и соображения по вопросу о возможности его проверки имеют общую основу, а именно принцип соответствия. Для того чтобы убедиться в полном согласии между аппаратом теории и возможностями измерения, потребовались достаточно сложные соображения; но этого едва ли можно было избежать. Во-первых, характер физических требований, предъявляемых к измерительному устройству, обусловлен интегральной формой законов квантовой электродинамики, в результате чего утрачивается особая простота классической теории поля как чисто дифференциальной теории. Во-вторых, истолкование результатов измерения и установление их связи с аппаратом теории требует, как мы видели, учета некоторых особенностей дополнительного способа описания, не встречающихся в проблемах измерения нерелятивистской квантовой механики.

*

Заканчивая эту работу, мы хотели бы упомянуть о многих дискуссиях по рассмотренным здесь вопросам с бывшими и настоящими сотрудниками института, в их числе с Гейзенбергом и Паули, а также с Ландау и Пайерлсом. Дискуссии эти очень стимулировали и помогли нашей работе.

Институт теоретической физики
Копенгаген
Апрель 1933 г.

О МЕТОДЕ СООТВЕТСТВИЯ В ТЕОРИИ ЭЛЕКТРОНА*

Замечательное подтверждение теории электрона Дирака, полученное в результате открытия позитрона, осветило новым светом парадоксы, которые, как казалось, решительным образом ограничивали применение метода соответствия в релятивистской квантовой механике.

Отправным пунктом этого метода является классическая теория электрона, которая представляет собой прямое применение классической механики и классической электродинамики к системам заряженных материальных точек. Известно, однако, что такая идеализация применима только тогда, когда можно абстрагироваться от всякого изменения сил, действующих на частицу внутри пространственно-временно́й области, размеры которой в системе, где электрон покоится в данный момент, определяются «диаметром электрона»

$$\delta = \frac{e^2}{mc^2}$$

и характерным интервалом времени

$$\tau = \frac{\delta}{c} = \frac{e^2}{mc^3}.$$

Напомню здесь, что эти условия являются необходимыми для того, чтобы реакция излучения, обусловленная ускорением электрона, была достаточно мала по сравнению с действующими на него внешними силами, и, таким образом, можно было бы однозначным образом использовать понятия массы. Тот факт, что δ и τ очень малы по сравнению с размерами и характерным временем области, в которой расположен электрон даже для очень тяжелых атомов, существен также для обоснования широкого применения классических понятий в квантовой теории строения атома и спектров. Именно то, что связь между атомом и

* *Sur la Methode de Correspondance dans la Theorie de l'Electron.* Septieme Conceil de Physique. Inst. Intern. de Physique Solvay. Paris, 1934, 216—228.

излучением мала по сравнению со связью между атомными частицами, позволяет в первом приближении полностью пренебречь реакцией излучения. Как известно, все эти обстоятельства обусловлены исключительно малостью безразмерной величины

$$\xi = \frac{e^2}{hc},$$

что является основным условием, позволяющим по-новому интерпретировать классическую теорию электрона с помощью принципа соответствия.

Неожиданные парадоксы, связанные с введением отрицательных энергий и бесконечной связи между электроном и его собственным полем, которые обнаружились при попытках построения релятивистской квантовой механики, привели тогда к предположению, что применимость пространственно-временны́х понятий и понятия поля в методе соответствия должна приводить к более жестким ограничениям, чем в классической теории электрона. Так, например, Ландау и Пайерлс, изучая возможность локализации электрона с помощью рассеяния пучков излучения, пришли, как известно, к заключению, что длина

$$\lambda = \frac{h}{mc},$$

встречающаяся в теории эффекта Комптона, и соответствующее время

$$\theta = \frac{h}{mc^2},$$

введенное уже до этого Ричардсоном и Флинтом в качестве предельного интервала собственного времени, должны представлять собой в системе, где электрон приблизительно покоится, абсолютные пределы всякого разумного использования пространственно-временны́х понятий в теории электрона. Кроме того, эти же авторы, изучая проблему измеримости величин, характеризующих поле, пришли к выводу, что классическое понятие поля никоим образом не может быть использовано в тех проблемах, где квант действия играет существенную роль. Все сказанное может привести к мысли, что все попытки, предпринятые до сих пор для квантового и строго релятивистского развития теории электрона, так же как и теории полей, содержат в себе такие противоречия, что им нельзя придавать какого-либо физического смысла. Как мы увидим, с такими заключениями нельзя тем не менее согласиться, и я попытаюсь сейчас показать, что в рамках теории электрона и теории полей ситуация совершенно иная.

Что касается теории электрона, то здесь действительно на интервалах, меньших, чем λ и θ, нельзя осуществить пространственно-временны́е

измерения таким же простым образом, как это предполагается при обычном выводе соотношений неопределенности Гейзенберга. Однако здесь не следует забывать, что в соответствии с дополнительным характером описания квантовых явлений вопрос интерпретации измерений ставится существенно различным образом в зависимости от того, является ли целью измерения фиксация начальных условий рассматриваемой задачи или речь идет только о проверке существенно статистических последствий теории в задаче, начальные условия которой заданы. В первом случае мы не встречаем, очевидно, никаких принципиальных ограничений в релятивистской квантовой механике, что следует уже из инвариантной формы соотношений неопределенности. После измерения, предпринятого с целью пространственно-временно́й локализации, более точной, чем λ и θ, не может также возникнуть вопроса (вследствие дополнительной неопределенности импульса) об определении системы отсчета, где электрон имел бы скорость меньшую, чем c. В другом случае, когда целью измерения является проверка статистических следствий теории, никоим образом нельзя требовать, чтобы каждое измерение допускало однозначную интерпретацию. Необходимо лишь, чтобы была возможность показать путем многократного повторения измерений при одних и тех же начальных условиях задачи правильность всех хорошо определенных результатов, таких, например, как пространственно-временна́я зависимость характерной плотности в формализме квантовой механики. Так, в задачах, подобных рассмотренной Ландау и Пайерлсом, в которых вводится система отсчета, где электрон приблизительно покоится, нельзя, разумеется, интерпретировать наблюдение только одного эффекта Комптона как измерение положения, занимаемого электроном до наблюдения, с точностью, превышающей λ (такая интерпретация не соответствовала бы подтверждению какого-либо из предсказаний теории). Напротив, проводя достаточно большое число измерений рассеяния пучка излучения, меняющегося в пространстве и во времени, можно было бы проверить все хорошо определенные свойства плотности для систем рассматриваемого нами типа, где все размеры, входящие в условия задачи, велики по сравнению с λ и θ и где релятивистские поправки представляют собой лишь относительно слабые отклонения по сравнению с исходными нерелятивистскими формулами.

Как только мы переходим к задачам, в которые явно входят пространственно-временны́е величины, равные или меньшие, чем λ и θ, и как только мы в связи с этим совершенно выходим за пределы области, где нерелятивистский формализм можно приближенно считать точным, нам необходимо учитывать для всех возможных измерительных схем вероятность рождения электрон-позитронных пар. Это в свою очередь привело бы к естественному усложнению интерпретации таких измерений, и это относится не только к тому, что касается воздействия измерительного

инструмента на объект, но также и к устройству самих измерительных приборов. Считая, что λ и θ определяют минимальные размеры областей, где электрон в поле некоторых сил может находиться в стационарных состояниях, а также минимальные значения периодов фотонов, которые могут быть испущены при переходах между этими состояниями, мы не можем прежде всего использовать в качестве инструментов твердые тела, в состав которых, как это имеет место для обычных веществ, входят электроны. Кроме того, в соответствие с теорией Дирака, все приспособления, способные воздействовать на электрон в областях с протяженностью, меньшей λ и θ, неизбежно вызовут рождение электрон-позитронных пар, которое не только внесет возмущение в измерение, но также сделает невозможным неизменное существование самих приспособлений. Между прочим, следует отметить, что во всех случаях существенно релятивистских измерений, когда мы имеем дело со средними значениями физических величин в областях, ограниченных как во времени, так и в пространстве, нам нет никакой необходимости иметь дело со строго стационарными измерительными приборами: достаточно, чтобы время их существования было существенно больше, чем времена, характеризующие длительность измерения. Так, даже измерительные приборы, линейные размеры которых порядка λ, имеют конечное, по крайней мере в принципе, среднее время жизни; это время жизни, именно в силу малости величины ξ, значительно больше, чем θ, па что указывает, например, существенно малая ширина линий характеристического рентгеновского излучения, являющегося к тому же наиболее проникающим. Вероятность рождения электрон-позитронной пары под действием силовых полей, которое приводит также к любопытному эффекту поляризации вакуума, вытекающему из теории Дирака, оказывается, как мы видели, пропорциональной ξ, и до тех пор, пока критические размеры велики по сравнению с δ и τ, она имеет второстепенное значение для взаимодействия между прибором и объектом, определяющего точность измерения.

Если мы считаем, что формула для рассеяния света на электронах, полученная Клейном и Нишиной на основе теории Дирака, достаточно хорошо проверена для γ-лучей, длина волны которых значительно меньше λ, и что выводы теории относительно появления позитронов по крайней мере качественно подтверждаются, то у нас действительно нет оснований сомневаться, что достаточно углубленное исследование проблемы измерения в релятивистской теории электрона может привести к гармонии между возможностями измерения и аксиомами и следствиями теории. Эта гармония столь же совершенна, что и та, которая выражается принципом неопределенности при идеализации нерелятивистской квантовой механики, которая допускает ее естественное включение в общую концепцию дополнительности. Мне кажется, таким образом, что с точки

зрения метода соответствия теорию Дирака можно рассматривать как логическое применение фундаментальных понятий классической теории электрона, чьи крайние пределы определяются величинами δ и τ и от которой можно ожидать хорошего приближения при решении задач, характерные размеры которых значительно меньше λ и θ.

Такой подход ни в коей мере не означает, что я недооцениваю существенного различия между классической теорией электрона и теорией Дирака, проявляющегося в эффектах, связанных со спином, и особенно в проявлении позитронов; я хочу просто сказать, что после открытия Дирака все эти явления представляются нам неизбежными следствиями элементарных свойств электрона и существования кванта действия. В связи с этим интересно вспомнить, что между эффектами спина и существованием позитрона существует большое отличие с точки зрения их однозначной интерпретации с помощью классических понятий. Если понятия собственного механического момента и собственного магнитного момента электрона и позитрона, так же как и принцип Паули, являются составными частями формализма квантовой механики и не могут быть никак определены классически, то заряд и масса позитрона могут быть измерены чисто классическим образом, так же как соответствующие свойства электрона. Именно это обстоятельство, как особенно указывал Паули, делает возможной полностью симметричную формулировку теории дырок, в которой электроны и позитроны с самого начала рассматриваются как совершенно равноправные элементы лежащих в основе теории определений.

До сих пор мы полностью пренебрегали парадоксами, касающимися связи между электроном и его собственным полем, к которым приводит формализм квантовой электродинамики и которые находятся в явном притиворечии не только с постулатом о существовании стационарных состояний, лежащем в основе теории строения атомов и спектров, но также и с опытами, образующими фундамент классической теории электрона. Таким образом, ясно, что эти парадоксы не касаются, собственно говоря, теории соответствия электрона: эта теория, как я уже об этом говорил, является приближенным методом рассмотрения проблемы излучения, покоящимся на гипотезе, что в первом приближении можно полностью пренебречь реакцией излучения при расчетах стационарных состояний атомов таким же самым способом, как во всех задачах классической теории электрона, в которых характерные пространственно-временные размеры велики по сравнению с δ и τ. Теоретическое обоснование этой гипотезы, справедливость которой подтверждается всеми опытами, следует искать, как я часто отмечал, исключительно в эффективной малости константы ξ. Совсем другое дело знать, каким образом следует логически действовать для получения не только приближенных значений частот спектральных линий, но также и отклонений

от этих частот, которые определяют естественную ширину линий и которые очень важны для деталей явления оптической дисперсии.

По моему мнению, эта очень спорная проблема в принципе не представляет никакой трудности, поскольку определение вероятности испускания фотона при переходе из одного стационарного состояния в другое, осуществленное уже с помощью метода соответствия, вполне достаточно также и для определения ширины линии в том приближении, в котором поставлена эта задача. Действительно, мне кажется возможным и естественным рассматривать все вопросы ширины линий как составную часть простого способа исследования задачи о дисперсии, основанного на принципе соответствия. Как известно, форма линий, получаемая в классической теории дисперсии исходя из затухания колебаний вследствие излучения, предполагает некоторый закон распределения значений энергии стационарного состояния, который обладает свойством приводить для разностей между любыми парами значений энергии двух различных состояний к закону распределения такого же типа с тем только отличием, что ширина рассматриваемой линии будет суммой соответствующих ширин в двух законах распределения. Такой подход, как, впрочем, и любая теория дисперсии, которая здесь обсуждается, оправдан только в силу исключительно малых вероятностей переходов с излучением, что позволяет рассматривать эти вероятности как независимые аддитивные величины в соответствии с общим принципом суперпозиции классической теории излучения. Некоммутативный формализм, введенный Дираком для описания полей излучения, действительно оказался очень полезным при изучении проблемы ширины линии; но вследствие парадоксов, к которым приводит строгое применение этого формализма, его следует рассматривать только как прием, позволяющий удобным способом выявить в высшей степени приблизительный характер основанных на методе соответствия рассуждений.

Если встать на такую точку зрения, то единственный вопрос, который возникает, это вопрос определения точной грани, за которой общая квантовая электродинамика, построенная на основе формализма Дирака, будет находиться уже вне области строгой применимости метода соответствия. Как я говорил, Ландау и Пайерлс попытались ответить на этот вопрос, утверждая, что понятие поля не может иметь никакого логического применения в области, где существенную роль играет квантовая теория; они фактически пытались показать, что в этой области невозможно никакое измерение значения поля. Однако в своих рассуждениях они в качестве пробных тел используют исключительно заряженные материальные точки; использование их с самого начала оказывается очень неудачным. Действительно, необходимое для измерения условие, что взаимодействие между пробным телом и полем должно быть достаточно велико по сравнению с неконтролируемым взаимодействием между

этим телом и измерительным прибором, используемым для определения его пространственно-временнóго расположения, требует, чтобы заряд пробного тела был велик по сравнению $\sqrt{hc}$; это условие оставляет, следовательно, место для точечного заряда в противоположность тому, что имеет место в теории соответствия электрона, и несмотря на реакцию излучения, которая существенно и неконтролируемо изменяет механическое поведение пробного тела.

Но более углубленное исследование показывает, что точечные пробные тела никоим образом не пригодны для измерения полей в квантовой электродинамике. Идеализация, связанная с определением компонент поля в каждой точке пространства-времени, которая характерна для классической электродинамики, не применима в квантовой теории, где мы имеем дело со средними значениями поля в конечных пространственно-временных областях. Для измерения таких средних значений мы можем использовать, естественно, лишь пробные тела конечной протяженности, заряд которых распределен некоторым непрерывным образом. Хотя тем самым предполагается, что при всех таких измерениях нужно отвлечься от атомной структуры пробных тел, это, однако, не приводит ни к какому существенному ограничению при проверке следствий квантовой теории полей, поскольку она не содержит никаких других универсальных констант, кроме h и c; одних же этих констант недостаточно для определения абсолютного пространственно-временнóго размера. В работе, которая скоро появится[1], Розенфельд и я смогли также показать, что и тогда, когда пренебрегается атомной структурой измерительного прибора, можно эффективно получить полное согласие между возможностями измерения значений электромагнитного поля и аксиомами и следствиями квантовой теории излучения. Установлено, в частности, что любопытные флуктуации величины поля в вакууме, которые являются характерным следствием этой теории и которые, как полагали, свидетельствуют в пользу выводов Ландау и Пайерлса, весьма существенны для непротиворечивого по форме дополнительного описания, потому что они неотделимы от неконтролируемых полей, фатально порождаемых использованием заряженных пробных тел.

Я думаю, что предыдущие рассуждения довольно ясно выявили природу противоречия, на первый взгляд довольно удивительного, между теорией соответствия электронов и формализмом квантовой электродинамики. Так же как классическая теория электрона является идеализацией, позволяющей за пределами, определяемыми δ и τ, рассматривать атомные явления в рамках механического и электромагнитного описания до тех пор, пока значения действия велики по сравнению с h, так и квантовая электродинамика является идеализацией, область строгой примени-

[1] См. статью 39. — *Прим. ред.*

мости которой ограничена описанием взаимодействия между электромагнитными полями и материальными телами, заряды которых велики по сравнению с $\sqrt{hc}$ и линейные размеры которых, следовательно, велики по сравнению с h/Mc, где M — масса тела. Со своей стороны, теория соответствия электрона является приближенным методом, применимость которого определяется только тем, что константа ξ существенно мала, и который применяется к многочисленным атомным проблемам, оказывающимся между областями применимости двух указанных выше идеализаций. Характерное для этого метода использование (видимо, нелогичное) понятия поля основано исключительно на том факте, что по самой природе этого метода электромагнитное поле никогда не рассматривается как объект, независимый от частиц, к которым применяется квантовая теория. Так, например, поля, определяющие взаимодействие между атомными частицами, рассматриваются исключительно как атрибут этих частиц, поддающийся классическому определению, тогда как эффекты излучения атомов рассматриваются как следствие квантового описания этого взаимодействия. Тот факт, что такой способ рассмотрения эффектов излучения совместим как с общим принципом суперпозиции оптики, так и с сохранением энергии и импульса в отдельных процессах излучения, символизируемым понятием фотона, дает нам, кроме того, уверенность, что мы никогда не столкнемся с каким-либо противоречием с известными следствиями квантовой электродинамики и не найдем также никакого противоречия, в связи с самой природой метода соответствия, с законными применениями классической теории электрона.

Я хотел бы добавить несколько слов по поводу соотношения между теорией соответствия электрона и проблемой строения ядра. В этой области перед нами предстает совсем новое свойство атомной теории, связанное с существованием нейтрона, стабильность которого, с точки зрения современной атомной теории, является столь же элементарным фактом, как и существование электрона. В частности, отношение $\mu = (m/M)$ массы m электрона к массе M нейтрона является естественной константой, малое значение которой по сравнению с единицей, конечно, так же важно для строения ядер, как мало значение константы ξ для строения электронных конфигураций, окружающих ядра. В самом деле, именно относительно большие массы ядерных частиц позволяют объяснить на основе фундаментальных понятий квантовой теории, таких, как стационарные состояния и индивидуальные процессы перехода, законы радиоактивного α-распада и соотношения между уровнями энергии, которые можно наблюдать благодаря этому распаду, так же как и спектры γ-лучей. Единственное характерное отличие между проблемой строения ядер и теорией строения атомов состоит в том, что в первом случае, в противоположность последнему, мы не можем априори получить из законов классического электромагнетизма никаких сведений о характере

сил, действующих между ядерными частицами, и все наши выводы относительно этих сил покоятся на совокупности совершенно новых экспериментов.

Я особенно настаивал бы на том факте, что совершенно невозможно немедленно применять принципы теории электрона в области, касающейся ядерных явлений. Рассматриваем ли мы протон как форму существования нейтрона и позитрона, что в свете последних экспериментов кажется наиболее естественным, или мы рассматриваем его как продукт распада нейтрона, сопровождаемого освобождением электрона, речь идет о процессе, который не может быть описан обычными способами. Возможность такого процесса следует искать за тем фактом, что известные из эксперимента размеры нейтрона того же порядка величины, что и диаметр электрона δ, означающий предел, начиная с которого понятия классической теории электрона и ее использование по методу соответствия становятся совершенно непригодными. По этому поводу можно также отметить, что интересное открытие Штерна, согласно которому значение магнитного момента протона заметно отклоняется от магнетона, умноженного на μ, должно, несомненно, объясняться тем фактом, что диаметр нейтрона, а следовательно, и диаметр протона существенно превышает $\mu\lambda$; действительно, как я уже говорил, применение теории электрона Дирака к этим чисто релятивистским явлениям существенно предполагает, что λ велика по сравнению с диаметром электрона δ.

В заключение мне хотелось бы отметить, что если я настаивал на необходимости серьезного рассмотрения идеи о том, что законы сохранения энергии и импульса могли бы нам изменить в случае непрерывных спектров β-лучей, то моим намерением было подчеркнуть в особенности тот факт, что классические понятия в общем недостаточны для рассмотрения этой проблемы, которая, возможно, преподнесет нам еще немало больших сюрпризов. Я полностью представляю себе всю весомость аргумента, в соответствии с которым такую возможность можно было бы с трудом примирить с теорией относительности и согласно которому эта возможность представляла бы собой особенно труднообъяснимый контраст с абсолютной справедливостью, простирающейся равным образом на область ядерных явлений, закона сохранения электрического заряда, который в общей теории полей аналогичен другим законам сохранения. В связи с этим следует отметить, что такое же сравнение показывает, насколько трудно было бы доказать прямое отклонение от теории относительности, даже если бы общая масса и энергия, связанная с частицами и полями излучения, не сохранялась в ядерных процессах. Сохранение электрического заряда внутри некоторой области, ограничивающая поверхность которой не пересекается зарядами, является, во всяком случае с макроскопической точки зрения, необходимым следствием справедливости уравнений электромагнитного поля вне этой поверхности; точно

так же из теории гравитации, как заметил Ландау, вытекает, что возможные изменения энергии внутри некоторой области будут сопровождаться изменением гравитационных сил вне этой области, и это будет в точности соответствовать переносу массы через поверхность. Здесь возникает вопрос: должны ли мы с необходимостью требовать, чтобы все эти эффекты гравитации имели такое же отношение к атомным частицам, какое электрические заряды имеют к электронам. Следовательно, до тех пор, пока мы не будем иметь новых экспериментов в этой области, трудно занять определенную позицию относительно интересного предположения Паули, который предложил объяснить парадоксы, связанные с β-лучами, тем, что одновременно с электронами испускаются нейтральные частицы, гораздо более легкие, чем нейтроны. Во всяком случае, возможное существование этого «нейтрино» представляло бы совершенно новый элемент атомной теории, вмешательство которого в ядерные реакции привело бы к тому, что метод соответствия не смог бы нам предложить никакого удовлетворительного описания.

41

К СЕМИДЕСЯТИЛЕТИЮ ФРИДРИХА ПАШЕНА*

22 января 1935 г. Фридриху Пашену исполнилось семьдесят лет. Это дает каждому физику повод оглянуться с восхищением и благодарностью на его столь важную для развития нашей науки полувековую деятельность, продолжающуюся и сейчас с неослабной силой.

В своих работах Пашен проявляет себя не только как большой мастер экспериментального искусства, который всегда успешно стремился усовершенствовать методы исследования, обогащая наши знания в новых областях. В его творчестве прежде всего выделяется счастливая интуиция, благодаря которой ему удавалось постичь экспериментально такие проблемы, исследование которых имело решающее значение для формирования общих теоретических представлений.

Это в равной мере относится к самой первой работе Пашена, в которой, изучая электрический пробой газов при различных давлениях, он установил носящий его имя закон, важный для развития теории газового разряда, и к исследованиям спектров, имеющим фундаментальное значение для теории строения атома. Этой области он посвятил почти всю свою научную деятельность, и она принесла ему большую славу у коллег.

Со времени его плодотворной совместной работы с Рунге Пашен больше любого другого исследователя способствовал подтверждению и обобщению эмпирических закономерностей спектральных линий, которые выделяются своей точностью во всей физике. При этом особенно открытие им новых черт в строении спектров содействовало постепенному развитию той квантово-теоретической систематики атомных состояний, которая подготовила возникновение рациональной квантовой механики. Трудно переоценить и значение открытия Пашеном совместно с Баком превращения эффекта Зеемана при увеличении напряженности поля для объяснения глубоких проблем электронной теории.

В соответствии со своей общей установкой, всегда нацеленной на прогресс, Пашен в своей работе постоянно искал новых путей; в послед-

* *Friedrich Paschen zum Siebzigsten Geburtstag.* Naturwiss., 1935, 23, 73.

ние годы мы видим его занятым с обычным мастерством исследованиями сверхтонкой структуры спектральных линий, являющейся чудесным источником сведений о строении атомного ядра, ставшей с некоторого времени центром интересов естествоиспытателей.

Но влияние деятельности Пашена ни в коем случае не ограничивается его собственными научными достижениями. В его области исследований никто не оказывал более плодотворного влияния личными советами; мало найдется физических институтов, которым бы так или иначе не оказала помощь традиция, установленная Пашеном.

Его коллеги во всех странах присоединяются сегодня к сердечному пожеланию, чтобы Фридрих Пашен пережил еще многие счастливые и плодотворные творческие годы служения нашей науке.

42

ЭФФЕКТ ЗЕЕМАНА И СТРОЕНИЕ АТОМА *

Открытие Зееманом в 1897 г. того факта, что структура линий испускания или поглощения изменяется, когда вещество, испускающее или поглощающее излучение, помещается в магнитное поле, может быть названо в числе тех, которые поистине открыли новую эпоху в развитии атомной теории. Оно не только дало наиболее решительное подтверждение той теоретической точке зрения, развитой в основном на базе работ Фарадея и Максвелла, согласно которой электрические и оптические свойства веществ определяются движением внутриатомных заряженных частиц, но и впервые предоставила в наше распоряжение источник прямой информации о природе этих частиц. В действительности замечательное соответствие между общими чертами эффекта Зеемана и предсказаниями, вытекающими из теории Лоренца, было вряд ли более впечатляющим, чем близкое совпадение между значением отношения заряда к массе для внутриатомных частиц, выведенным на основе этой теории из экспериментальных данных Зеемана, и значением этого же отношения для заряженных частиц, которые были тогда открыты в опытах с катодными лучами и которые известны сейчас как электроны. Значение этого совпадения для осознания того, что электрон является фундаментальной частицей атомной структуры, всегда подчеркивалось Дж. Дж. Томсоном, который в течение последующих лет внес больший, чем кто-либо, вклад в развитие электронной теории материи.

В постепенном развитии электронной теории строения атома эффект Зеемана играл не менее важную роль, чем в создании ее основ, фактически определяя направление этого развития. Дальнейшее исследование магнито-оптических явлений, приведшее к обнаружению более сложной картины эффекта Зеемана, которая не могла быть объяснена теорией Лоренца, вскоре выявило существенную недостаточность классического фундамента электронной теории для объяснения деталей спектральных

* *Zeeman Effect and Theory of Atomic Constitution.* Zeeman Vorhandelingen, 1935, 131—134.

явлений. Отмеченное Престоном замечательное соотношение между типом зеемановского расщепления спектральных линий и их последовательностью особенно ясно продемонстрировало тесную взаимосвязь происхождения такой картины эффекта Зеемана с механизмом возникновения линейчатых спектров испускания, который тогда оставался совершенно неясным. В то же время Рунге заметил, что во всякой сложной картине зеемановского расщепления в некоторых ее чертах имеется определенное сходство с так называемой картиной нормальных триплетов, предсказанной теорией Лоренца, а Пашен и Бак обнаружили постепенный переход «аномального» зеемановского расщепления в такие триплеты по мере возрастания магнитного поля. Эти открытия давали основание надеяться, что в будущем удастся разрешить все эти загадки на основе электронной теории.

Однако после открытия Резерфордом в 1911 г. атомных ядер, открытия, которое таким неожиданным образом завершило поиски адекватной модели атома, пришлось оставить все надежды на достижение этой цели с помощью соответствующих предположений о природе внутриатомных сил. В то время как ядерная модель атома с самого начала служила безошибочной путеводной нитью в раскрытии удивительных явлений радиоактивности и превращений элементов, ее неудовлетворительность в применении к спектральным явлениям — поскольку речь шла о классической основе электронной теории — была столь очевидной, что сразу же наводила на мысль о необходимости радикального отхода от обычных представлений электродинамики. Это привело к попытке исходить при решении проблемы спектров испускания из совершенно нового принципа, не укладывавшегося в рамки классической физики, который впервые выразился в открытии Планком кванта действия и в руках Эйнштейна продемонстрировал свою плодотворность при объяснении им законов фотоэффекта. В то время как эта точка зрения позволила дать немедленное объяснение комбинационного принципа Ридберга—Ритца, которым описываются закономерности спектральных серий и который не поддавался никакой классической интерпретации, в течение долгого времени не существовало возможности достигнуть ясного понимания аномального эффекта Зеемана. Таким образом, прежде всего создавалось впечатление, что ни более простые попытки создания квантовой теории строения атомов, исходившие из ограниченной применимости классических представлений, ни постепенно вырабатываемые квантовомеханические методы, столь могущественные во многих других случаях, не оставляют больше возможности объяснить в рамках классической теории любой тип зеемановского расщепления за исключением нормального лоренцевского триплета. Совпадение между результатами, полученными с помощью этих методов при изучении эффекта Зеемана, и выводы обычной электронной теории, нашедшие свое выражение в известной теореме

Лармора, представляли собой совершенно определенный пример так называемого принципа соответствия, намечавшего путь, по которому классические понятия, несмотря на присущие им ограничения, могут быть включены в построение квантовой теории.

Именно эта ситуация и стимулировала более тщательное изучение зеемановского расщепления, которое помимо всего прочего открывало возможность полного анализа этого расщепления на основе общего комбинационного принципа спектральных линий — в согласии с фундаментальными постулатами квантовой теории строения атомов. По существу правильность этого анализа, проведенного главным образом трудами Зоммерфельда и Ланде, в наиболее четкой форме была подтверждена превосходными экспериментами Штерна и Герлаха по отклонению молекулярного пучка в магнитном поле, а также и исследованием других замечательных магнито-механических эффектов, предсказанных Ричардсоном, Эйнштейном и де Гаазом и, наконец, Барнеттом. Вся эта работа постепенно подготовила основу для последующего фундаментального отхода от классической электронной теории, воплощенного в идее спина электрона. Это новое продвижение началось с установления общего принципа исключения, к которому пришел Паули в процессе анализа эффекта Пашена—Бака. В результате оно получило предварительное завершение за счет введения в атомную теорию Уленбеком и Гаудсмитом образного представления о вращающемся электроне с внутренним магнитным моментом. Эта идея в духе принципа соответствия открыла возможность не только удивительно просто интерпретировать наиболее существенные характерные черты аномального эффекта Зеемана, но также и объяснить переход от него к нормальному триплету — по мере возрастания магнитного поля. Последовательное решение проблемы электронного спина было дано в конце концов остроумной теорией Дирака, которая в то же самое время привела к наиболее замечательному завершению электронной теории, выразившемуся в предсказании возможности возникновения — при соответствующих условиях — пар противоположно заряженных электронов. Эта идея получила в дальнейшем блестящее экспериментальное подтверждение.

Дираковская теория электрона не основывалась на каком-либо явном предположении о собственном магнитном поле электрона; в ней все богатство спектральных явлений и всех деталей эффекта Зеемана выступало в виде прямых следствий неких модификаций, которые не вводились в теорию на основе каких-либо механических моделей, а диктовались классической электронной теории существованием кванта действия. В связи с этим старые трудности в интерпретации эффекта Зеемана представляли особенно поучительную иллюстрацию существенных ограничений приложения пространственно-временных представлений в квантовой механике, которые столь отчетливо продемонстрировал принцип неопре-

деленности, сформулированный Гейзенбергом. Подобно общей теории относительности Эйнштейна, которая сделала классическую физику столь совершенной и гармоничной, развиваемые в последние годы в рассматриваемой области физики представления основываются на выводах, получаемых в процессе прямых наблюдений. В то время как теория относительности имеет дело с зависимостью анализа измерений от выбора пространственно-временны́х систем отсчета, в квантовой теории мы встречаемся с совершенно новой ситуацией, порожденной неизбежным взаимодействием между объектами измерений и измерительными приборами. Поскольку в соответствии с природой измерений указанное взаимодействие является существенно неконтролируемым, оно несет в себе новые черты взаимного исключения между однозначным применением пространственно-временны́х понятий и динамическими законами сохранения. При этом классические представления о причинной зависимости заменяются более широкой концепцией дополнительности.

Таким образом, открытие Зеемана на всех этапах современной атомной теории, — начиная с момента, когда впервые было осознано электронное строение материи, и кончая современным разъяснением ограниченности методов классической физики в их приложении к описанию электронов в атомах, — играло неоценимую роль путеводной нити. Однако значение этого открытия ни в какой мере не ограничивается этой областью применения. Изучение влияния магнитного поля на тончайшие детали структуры спектральных линий, а также и на наиболее тонкие особенности магнито-механических эффектов позволило даже сделать важные выводы о свойствах атомных ядер. Этот источник информации обещает оказать очень большую помощь нашему познанию законов строения атомных ядер. Исследование же атомных ядер по мере появления все более замечательных экспериментальных результатов открывает в последние годы совершенно новые перспективы перед физической наукой.

КВАНТОВАЯ МЕХАНИКА И ФИЗИЧЕСКАЯ РЕАЛЬНОСТЬ *

В статье А. Эйнштейна, Б. Подольского и Н. Розена, появившейся в «Physical Review» от 15 мая [1], обзор которой помещен в «Nature» от 22 июня, подвергается обсуждению вопрос о полноте квантовомеханического описания с точки зрения «критерия физической реальности».

Этот критерий авторы формулируют следующим образом: «Если мы можем без какого бы то ни было возмущения системы предсказать с достоверностью значения некоторой физической величины, то существует элемент физической реальности, соответствующий этой физической величине». На основании этого критерия авторы делают вывод, что квантовомеханическое описание физической реальности не является полным. Они исходят при этом из того, что, как показано в их статье, в квантовой механике (как и в механике классической) всегда можно предсказать значение любой величины, входящей в описание системы, выполняя измерения над другой системой, которая лишь некоторое время взаимодействовала с первой системой. Кроме того, в квантовой механике (в отличие от механики классической) невозможно приписать определенные значения двум канонически сопряженным переменным.

Однако я хотел бы отметить, что этот критерий физической реальности обладает значительной неоднозначностью в применении к проблемам квантовой механики. Верно, что при рассматриваемых измерениях непосредственное механическое воздействие измерительного прибора на систему исключается. Но при более тщательном рассмотрении обнаруживается, что процесс измерения оказывает существенное влияние на те условия, которые содержит в себе само рассматриваемое определение физической реальности. Поскольку эти условия должны рассматриваться как неотъемлемая часть всякого явления, к которому с определенностью может быть применен термин «физическая реальность», заключение упомянутых выше авторов представляется неверным. Более полно эти соображения будут изложены в статье, которая вскоре будет опубликована в «Physical Review».

Институт теоретической физики
Копенгаген
29 июня 1935 г.

* *Quantum Mechanics and Physical Reality.* Nature, 1935, 136, 65.

[1] *A. Einstein, B. Podolsky, N. Rosen.* Phys. Rev., 1935, 47, 777 (см. перевод: А. Эйнштейн. Собр. научн. трудов, т. 3. М., 1966, стр. 604. — *Прим. ред.*).

МОЖНО ЛИ СЧИТАТЬ КВАНТОВОМЕХАНИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ФИЗИЧЕСКОЙ РЕАЛЬНОСТИ ПОЛНЫМ *

В своей недавней статье [1] под тем же заглавием А. Эйнштейн, Б. Подольский и Н. Розен приводят аргументы, которые побудили их ответить на поставленный в заголовке вопрос в отрицательном смысле. Однако мне кажется, что общий ход их рассуждений не вполне соответствует тому положению вещей, с которым мы встречаемся в атомной физике. Я охотно воспользуюсь поэтому представившимся поводом, чтобы разъяснить несколько подробнее одну общую точку зрения, которую удобно называть «дополнительностью». С этой точки зрения, на которую я неоднократно уже указывал [2], квантовая механика в пределах своей области применимости представляется вполне рациональным описанием тех физических явлений, с которыми мы встречаемся при изучении атомных процессов.

Вопрос о том, в каких пределах можно приписать однозначный смысл такому выражению, как «физическая реальность», не может быть, разумеется, решен на основе априорных философских соображений. Как подчеркивают сами авторы названной статьи, для решения этого вопроса нужно обратиться непосредственно к опытам и измерениям. С этой целью они предлагают некоторый «критерий реальности», формулируемый ими следующим образом: «Если мы можем без какого бы то ни было возмущения системы предсказать с достоверностью значение некоторой физической величины, то существует элемент физической реальности, соответствующий этой физической величине». На интересном примере, к которому мы еще вернемся, они затем показывают следующее. В квантовой механике, так же как и в классической, значение любой переменной может быть при известных условиях предсказано на основании измерений, произведенных целиком над другими системами, бывшими ранее во

* *Can Quantum-mechanical Description of Physical Reality be considered complete?* Phys. Rev., 1935, 48, 696—702.

[1] A. Einstein, B. Podolsky, N. Rosen. Phys. Rev., 1935, 47, 777 (см. перевод: А. Эйнштейн. Собр. научн. трудов, т. 3. М., 1966, стр. 604. — *Прим. ред.*).

[2] См.: N. Bohr. Atomic theory and description of Nature. Cambridge, 1934.

взаимодействии с данной системой. Опираясь на свой критерий, авторы стремятся поэтому приписать элемент реальности каждой из величин, представленных этими переменными. Но, с другой стороны, характерной чертой существующей математической формулировки квантовой механики является, как известно, то, что если мы имеем две канонически сопряженные величины, то при описании состояния механической системы невозможно приписать им обеим определенные значения. В силу этого они считают существующую математическую формулировку неполной и выражают убеждение, что можно построить более удовлетворительную теорию.

Однако такого рода аргументация едва ли пригодна для того, чтобы подорвать надежность квантовомеханического описания, основанного на стройной математической теории, которая автоматически охватывает все случаи измерения, подобные указанному[1]. Кажущееся противоречие на

[1] В этом отношении выводы цитируемой статьи можно рассматривать как непосредственные следствия теорем о каноническом преобразовании в квантовой механике. Эти теоремы обеспечивают ее математическую полноту и рациональное соответствие с классической механикой, быть может, в большей мере, чем какая-либо другая черта этой теории. В самом деле, пусть мы имеем механическую систему, состоящую из двух подсистем (1) и (2), которые могут взаимодействовать между собой, но могут и не взаимодействовать. При описании такого рода системы всегда возможно заменить любые две пары канонически сопряженных переменных, относящихся соответственно к (1) и (2) и удовлетворяющих обычным перестановочным соотношениям

$$\left.\begin{aligned} &[q_1 p_1] = [q_2 p_2] = \frac{ih}{2\pi}, \\ &[q_1 q_2] = [p_1 p_2] = [q_1 q_2] = [q_2 p_1] = 0, \end{aligned}\right\}$$

двумя парами новых канонически сопряженных переменных $(Q_1 P_1)$ $(Q_2 P_2)$, связанных с первоначальными простым ортогональным преобразованием, соответствующим вращению на угол ϑ в плоскостях $(q_1 q_2)$ и $(p_1 p_2)$, а именно

$$\left.\begin{aligned} &q_1 = Q_1 \cos\vartheta - Q_2 \sin\vartheta, \quad p_1 = P_1 \cos\vartheta - P_2 \sin\vartheta, \\ &q_2 = Q_1 \cos\vartheta + Q_2 \cos\vartheta, \quad p_2 = P_1 \sin\vartheta + P_2 \cos\vartheta. \end{aligned}\right\}$$

Ввиду того что эти переменные удовлетворяют аналогичным перестановочным соотношениям, в частности

$$[Q_1 P_1] = \frac{ih}{2\pi}, \quad [Q_1 P_2] = 0,$$

очевидно, что при описании состояния составной системы нельзя приписывать определенных значений величинам Q_1 и P_1, но что их можно приписывать величинам Q_1 и P_2. В этом случае из выражений для этих переменных через $(q_1 p_1)$ и $(q_2 p_2)$, а именно из

$$Q_1 = q_1 \cos\vartheta + q_2 \sin\vartheta, \quad P_2 = -p_1 \sin\vartheta + p_2 \cos\vartheta,$$

вытекает, далее, что последующее измерение одной из величин q_2 или p_2 позволит нам предсказать наперед значение q_1 или соответственно p_1.

самом деле вскрывает только существенную непригодность обычной точки зрения натуральной философии для описания физических явлений того типа, с которым мы имеем дело в квантовой механике. В самом деле, конечность взаимодействия между объектом и измерительным прибором, обусловленная самим существованием кванта действия, влечет за собой — вследствие невозможности контролировать обратное действие объекта на измерительный прибор (а эта невозможность будет непременно иметь место, если только прибор удовлетворяет своему назначению) — необходимость окончательного отказа от классического идеала причинности и радикальный пересмотр наших взглядов на проблему физической реальности. Как мы увидим ниже, всякий критерий реальности, подобный предложенному упомянутыми авторами, будет — какой бы осторожной ни казалась его формулировка — содержать существенную неоднозначность, если мы станем его применять к действительным проблемам, которые нас здесь интересуют. Чтобы придать рассуждениям, которые мы приведем в подтверждение этого положения, возможно большую ясность, я сперва рассмотрю довольно подробно несколько простых примеров измерительных установок.

Начнем с простого случая частицы, проходящей через щель диафрагмы, которая может составлять часть более или менее сложной экспериментальной установки. Даже если бы количество движения этой частицы до ее падения на диафрагму было вполне известно, дифракция плоской волны (дающей символическое представление состояния частицы) от краев щели повлечет за собой неопределенность в количестве движения частицы после ее прохождения через диафрагму, причем эта неопределенность будет тем больше, чем у́же щель. Но ширину щели (по крайней мере, если она все еще велика по сравнению с длиной волны) можно принять за меру неопределенности Δq в положении частицы относительно диафрагмы в направлении, перпендикулярном к щели. Далее из де-бройлевского соотношения между количеством движения и длиной волны легко усмотреть, что неопределенность Δp в количестве движения частицы в этом направлении связана с Δq соотношением Гейзенберга

$$\Delta p \Delta q \sim h,$$

которое, как можно показать, пользуясь математическим аппаратом квантовой механики, является непосредственным следствием перестановочных соотношений для любой пары канонически сопряженных переменных. Очевидно, что неопределенность Δp неразрывно связана с обменом количеством движения между частицей и диафрагмой. Для наших рассуждений фундаментальную важность приобретает в связи с этим вопрос о том, в какой мере может быть учтено переданное таким образом количество движения, в какой мере оно может быть принято во внимание

при описании того явления, которое мы изучаем при помощи данной постановки опыта, первым этапом которого можно считать прохождение частицы через диафрагму.

Соответственно обычной постановке опытов над замечательным явлением дифракции электронов предположим сперва, что наша диафрагма, так же как и другие части прибора, например вторая диафрагма с несколькими щелями, параллельными первой, и фотографическая пластинка, жестко связаны с подставкой, которая и определяет пространственную систему отсчета. Тогда количество движения, передаваемое частицей диафрагме, а также и другим частям прибора, будет уходить в их общую подставку. Таким образом, в этом случае мы сознательно отказываемся от всякой возможности учитывать реакцию частицы на отдельные части прибора и принимать эти реакции в расчет в наших предсказаниях, относящихся к окончательному результату опыта, например к положению того пятна, которое частица производит на фотографической пластинке. Невозможность более подробного анализа взаимодействий, происходящих между частицей и измерительным прибором, не является, очевидно, особенностью именно данной постановки опыта, но представляет существенное свойство всякой постановки, пригодной для изучения явлений рассматриваемого типа, в которых мы сталкиваемся с своеобразной чертой *индивидуальности,* совершенно чуждой классической физике. В самом деле, если бы у нас была какая-нибудь возможность учитывать количество движения, передаваемое частицей отдельным частям прибора, то это сразу позволило бы нам выводить заключения, относящиеся к «ходу» такого рода явлений. Например, мы могли бы тогда указать, через какую именно щель во второй диафрагме прошла частица на своем пути к фотографической пластинке, — а это никак нельзя согласовать с тем фактом, что вероятность попадания частицы на данный участок поверхности пластинки определяется не наличием той или иной щели в отдельности, а расположением всех щелей во второй диафрагме, которых может достигнуть сопоставляемая частице волна, претерпевшая дифракцию от щели в первой диафрагме.

Но мы могли бы воспользоваться другой экспериментальной установкой, в которой первая диафрагма уже не будет жестко связана с остальными частями прибора. В такой установке мы имели бы по крайней мере принципиальную [1] возможность измерить с любой желаемой точностью количество движения диафрагмы до и после прохождения ча-

[1] Очевидная невозможность на самом деле осуществить с имеющейся экспериментальной техникой измерительные приемы, подобные разбираемым здесь и в дальнейшем, разумеется, ни в какой мере не подрывают справедливости наших теоретических рассуждений. Ведь эти приемы по существу эквивалентны применению атомных процессов, подобных явлению Комптона, для которых приложимость закона сохранения количества движения хорошо установлена.

стицы, а значит, и указать наперед количество движения последней после ее прохождения через щель. В самом деле, такого рода измерения предполагают только возможность однозначного применения классического закона сохранения количества движения, причем применять его нужно, например, к процессу столкновения между диафрагмой и каким-нибудь пробным телом, количество движения которого надлежащим образом контролируется до и после столкновения. Правда, такого рода контроль будет существенно зависеть от изучения хода в пространстве и времени такого процесса, к которому были бы применены представления классической механики; однако если все пространственные размеры и промежутки времени взяты достаточно большими, то это, очевидно, не связано ни с какими ограничениями точности в определении количества движения пробных тел, а связано только с отказом от точного контроля их локализации в пространстве и времени. Последнее обстоятельство представляет полную аналогию с тем отказом от учета количества движения закрепленной диафрагмы, с которой мы встретились выше при обсуждении первоначальной установки. Такого рода отказ обусловлен в конце концов требованием чисто классического описания измерительного прибора; это требование влечет за собой необходимость ввести в описание действия прибора известные допуски, соответствующие соотношениям неопределенности квантовой механики.

Но наиболее существенная разница между обеими рассмотренными нами экспериментальными установками заключается в следующем. В той установке, которая пригодна для измерения количества движения первой диафрагмы, мы уже не можем использовать эту диафрагму как измерительный прибор и употреблять ее с той же целью, как в первоначальной установке. Поскольку мы интересуемся положением диафрагмы относительно остального прибора, мы уже должны считать ее, как и частицу, проходящую через щель, объектом исследования; это значит, что мы должны явным образом принять во внимание квантово-механические соотношения неопределенности для ее положения и количества движения. В самом деле, даже если бы мы знали то положение (относительно пространственной системы отсчета, т. е. подставки), которое занимала диафрагма до первого измерения ее количества движения, и даже если бы мы точно установили ее положение после второго измерения, то все же, пользуясь второй установкой, мы теряем возможность судить о положении диафрагмы в тот момент, когда через щель проходила частица; это происходит потому, что в каждом процессе столкновения диафрагмы с пробными телами она подвергается смещению, которое не поддается контролю. Поэтому вся наша установка в ее втором варианте, очевидно, непригодна для изучения тех явлений, которые изучались при помощи ее первого варианта. В частности, можно показать следующее. Предположим, что количество движения первой диафрагмы из-

мерено с точностью, достаточной, чтобы судить о том, прошла или нет частица через какую-либо определенную щель во второй диафрагме. В таком случае даже минимальная неопределенность в положении первой диафрагмы, совместная с наличием такого рода сведений о ее количестве движения, сотрет всю интерференционную картину, определяющую расположение тех зон на фотографической пластинке, куда возможно попадание частицы. Между тем, наличие нескольких щелей во второй диафрагме непременно привело бы к такого рода интерференционному эффекту, если бы взаимное расположение всех частей прибора было фиксировано.

Предположим, что мы пользуемся установкой, пригодной для измерения количества движения первой диафрагмы. Ясно, что, даже если мы измерили это количество движения до прохождения частицы через щель, мы имеем после этого прохождения *свободный выбор* между двумя возможностями, а именно мы можем задаться целью узнать либо количество движения частицы, либо ее начальное положение по отношению к остальной части прибора. В первом случае нам достаточно произвести еще одно определение количества движения диафрагмы, тем самым лишив себя навсегда возможности узнать ее точное положение в то время, когда через нее проходила частица. Во втором случае нам достаточно определить положение диафрагмы относительно системы отсчета, с чем сопряжена потеря возможности учесть количество движения, переданное диафрагме частицей. Если диафрагма обладает достаточно большой массой по сравнению с массой частицы, мы можем даже сделать так, чтобы после первого определения количества движения диафрагмы она оставалась в покое в некотором неизвестном положении относительно других частей прибора; тогда последующая фиксация положения может просто состоять в установлении жесткой связи между диафрагмой и подставкой.

Если я повторял здесь эти простые и по существу хорошо известные соображения, то я руководствовался при этом желанием подчеркнуть следующее. В рассматриваемых явлениях мы имеем дело отнюдь не с каким-либо неполным описанием, с произвольным выхватыванием разных элементов физической реальности за счет других таких элементов, но с рациональным проведением различия между существенно разными экспериментальными установками и процессами измерения, из которых одни допускают однозначное применение понятия пространственной локализации, а другие — законное применение теоремы о сохранении количества движения. Если и остается какой-нибудь произвол, то он относится только к нашей свободе выбора и использования различных измерительных приборов, характерной для самого понятия об эксперименте. С каждой постановкой опыта связан отказ от одной из двух сторон описания физических явлений; эти две стороны будут здесь как бы *дополнительными* одна к другой, тогда как их сочетание характеризует

методы классической физики. Отказ этот существенно обусловлен тем, что в области квантовых явлений невозможен точный учет обратного действия объекта на измерительные приборы, т. е. учет переноса количества движения в случае измерения положения и учет смещения в случае измерения количества движения. В связи с этим никакие сравнения и аналогии между квантовой механикой и обыкновенной статистической механикой никогда не смогут передать сути дела, — как бы ни были полезны такие аналогии для формального изложения теории. Ведь в каждой постановке опыта, пригодной для изучения собственно квантовых явлений, мы сталкиваемся не только с незнанием значений некоторых физических величин, но и с невозможностью дать этим величинам однозначное определение.

Последние замечания в равной мере относятся и к той упомянутой выше частной задаче, которая была рассмотрена Эйнштейном, Подольским и Розеном. Эта задача не требует более сложных рассуждений, чем те простые примеры, которые были рассмотрены нами выше. Тот частный случай квантовомеханического состояния двух свободных частиц, для которого эти авторы дают явное аналитическое выражение, может быть воспроизведен, по крайней мере принципиально, при помощи простой экспериментальной установки; установка эта состоит из жесткой диафрагмы с двумя параллельными щелями, весьма узкими по сравнению с расстоянием между ними, причем сквозь каждую из этих щелей проходит независимо друг от друга по одной частице с заранее измеренным количеством движения. Если измерить количество движения этой диафрагмы до и после прохождения частиц, то мы действительно будем знать, во-первых, сумму составляющих количества движения обеих частиц в направлении, перпендикулярном к щелям, и, во-вторых, разность их начальных координат, отсчитываемых в том же направлении. При этом канонически сопряженные величины, т. е. разность составляющих их количеств движения и сумма их координат, останутся, конечно, совершенно неизвестными[1]. При таком расположении опыта ясно, что если затем произвести единственное измерение либо положения, либо количества движения одной из частиц, то тем самым будет автоматически определено с любой желаемой точностью положение или соответственно количество движения другой частицы; это будет по крайней мере в том случае, если длина волны, соответствующая свободному движению каж-

[1] Это описание будет, очевидно, соответствовать с точностью до несущественного нормировочного множителя как раз тому преобразованию переменных, которое было приведено в одном из предыдущих примечаний, где (q_1p_1), (q_2p_2) должны обозначать координаты и составляющие количества движения обеих частиц и угол ϑ должен равняться $-\pi/4$. Заметим также, что волновая функция, приведенная в формуле (9) цитированной выше статьи, соответствует частному случаю $P_2=0$ и предельному случаю двух бесконечно узких щелей.

дой из частиц, достаточно мала по сравнению с шириной щелей. Как указано названными авторами, на этой стадии опыта мы имеем полную возможность свободно выбирать тот или иной вариант опыта, смотря по тому, какую из названных величин мы желаем определить, причем ни в том, ни в другом варианте мы не трогаем непосредственно ту частицу, которой мы интересуемся.

Та «свобода выбора», которую предоставляет нам эта постановка опыта, как раз и означает, что нам надлежит остановиться *на одной из двух разных экспериментальных манипуляций, допускающих однозначное применение одного из двух дополнительных классических понятий*,— все это совершенно так же, как в разобранном выше простом случае одной частицы, прошедшей через щель диафрагмы, где мы могли выбирать между манипуляциями, нужными для предсказания ее положения и количества движения. В самом деле, измерить положение одной из частиц означает не что иное, как установить, как она будет себя вести по отношению к какому-нибудь прибору, неподвижно скрепленному с подставкой, определяющей пространственную систему отсчета. В описанных выше условиях опыта такого рода измерение дает нам также знание того положения, которое занимала относительно этой системы отсчета наша диафрагма после того, как частицы прошли сквозь щели, тогда как без такого измерения положение диафрагмы остается совершенно неизвестным. Очевидно, что только таким путем мы получим данные, позволяющие сделать заключения о начальном положении другой частицы по отношению к остальному прибору. Но зато, допустив существенно неопределенный перенос количества движения от первой частицы к упомянутой подставке, мы тем самым лишили себя всякой будущей возможности применять закон сохранения количества движения к системе, состоящей из диафрагмы и обеих частиц, а значит, потеряли ту единственную основу, которая могла позволить нам однозначно применить понятие количества движения к предсказаниям, относящимся к поведению второй частицы. И наоборот, если бы мы пожелали измерить количество движения одной из частиц, мы потеряли бы вследствие неизбежного в таком измерении и не поддающегося учету смещения всякую возможность судить по поведению этой частицы о положении диафрагмы относительно остального прибора и лишили бы себя всякой основы для предсказаний, относящихся к локализации другой частицы.

С нашей точки зрения мы видим теперь, что формулировка упомянутого выше критерия физической реальности, предложенного Эйнштейном, Подольским и Розеном, содержит двусмысленность в выражении «без какого бы то ни было возмущения системы». Разумеется, в случае, подобном только что рассмотренному, нет речи о том, чтобы в течение последнего критического этапа процесса измерения изучаемая система подвергалась какому-либо механическому возмущению. Но и на этом этапе речь

идет по существу о возмущении в смысле *влияния на самые условия, определяющие возможные типы предсказаний будущего поведения системы*. Так как эти условия составляют существенный элемент описания всякого явления, к которому можно применять термин «физическая реальность», то мы видим, что аргументация упомянутых авторов не оправдывает их заключения о том, что квантовомеханическое описание существенно неполно. Напротив, как вытекает из наших предыдущих рассуждений, это описание может быть характеризовано как разумное использование всех возможностей однозначного толкования измерений, совместимого с характерным для квантовых явлений конечным и не поддающимся учету взаимодействием между объектом и измерительными приборами. В самом деле, только взаимное исключение всяких двух экспериментальных манипуляций, которые позволили бы дать однозначное определение двух взаимно дополнительных физических величин, — только это взаимное исключение и освобождает место для новых физических законов, совместное существование которых могло бы на первый взгляд показаться противоречащим основным принципам построения науки. Именно эту совершенно новую ситуацию в отношении описания физических явлений мы и пытались характеризовать термином *дополнительность*.

Исследованные нами до сих пор постановки опытов отличаются особой простотой в том отношении, что в описании рассмотренных явлений понятие времени играет второстепенную роль. Правда, мы неоднократно пользовались такими выражениями, как «до» и «после», подразумевающими связь во времени; но в каждом таком случае нужно иметь в виду соответствующую неточность. Эта неточность будет, однако, несущественной до тех пор, пока промежутки времени, с которыми мы имеем дело, будут достаточно велики по сравнению с теми собственными периодами, которые связаны с данным явлением и которые обнаруживаются при более детальном анализе. Но как только мы приступаем к более точному описанию хода квантовых явлений во времени, мы наталкиваемся на известные новые парадоксы, для разъяснения которых нужно принять во внимание дальнейшие особенности взаимодействия между объектами и измерительными приборами. В самом деле, в такого рода явлениях мы имеем дело уже не с такими экспериментальными установками, в которых все существенные части прибора неподвижны друг относительно друга, а с установками, содержащими подвижные части, подобные затворам, открывающим и закрывающим щели диафрагм, причем эти части контролируются механизмами, играющими роль часов. Кроме уже рассмотренного выше переноса количества движения между объектом и телами, определяющими пространственную систему отсчета, нам придется теперь при изучении такого рода установок исследовать возможный обмен энергией между объектом и этими «часовыми» механизмами.

Решающий пункт в рассуждениях, относящихся к измерениям времени в квантовой механике, вполне аналогичен тому аргументу, который относится к измерениям положения. Подобно тому как перенос количества движения отдельным частям прибора, относительное положение которых требуется знать для описания явления, оказывается, как мы видели, совершенно не поддающимся контролю, совершенно так же невозможно проанализировать и обмен энергией между объектом и различными телами, относительное движение которых должно быть известным для желаемого использования прибора. Действительно, *возможность контролировать передаваемую часам энергию, не нарушая действия их как указателей времени, принципиально исключена.* В самом деле, пользование часами как указателями времени всецело основано на предполагаемой возможности применения методов классической физики к описанию действия каждых часов и способов поверки их по другим часам. В этом описании мы, очевидно, должны вводить в баланс энергии некоторый допуск, соответствующий квантовомеханическим соотношениям неопределенности между каноническими сопряженными переменными — энергией и временем. В конце концов, именно это обстоятельство и влечет за собой соотношение дополнительности между всяким подробным описанием хода атомных процессов во времени, с одной стороны, и теми чуждыми классической механике свойствами внутренней устойчивости атомов, которые были раскрыты при изучении переноса энергии в атомных реакциях, с другой. Положение вещей здесь совершенно то же, как в рассмотренном выше вопросе о взаимно исключающем характере всякого однозначного применения к квантовым явлениям понятий положения и количества движения.

Как мы видели, в каждой экспериментальной установке необходимо проводить границу между теми частями рассматриваемой физической системы, которые мы причисляем к измерительным приборам, и теми, которые являются объектами, подлежащими исследованию. Можно сказать, что необходимость такого рода разграничения и составляет *принципиальное различие между классическим и квантовомеханическим описанием физических явлений.* Правда, в пределах каждого измерительного процесса мы можем провести эту границу по желанию в том или ином месте; выбор места определяется как в классическом, так и в квантовом случае главным образом соображениями удобства. Однако в то время как в классической физике выбор того или иного места для границы между объектом и измерительным прибором не связан с какими-либо изменениями в характере описания изучаемых физических явлений, в квантовой теории он влечет за собой изменения в этом описании. Фундаментальная важность различия между объектом и прибором в квантовой теории обусловлена, как мы видели, тем, что для толкования всех измерений в собственном смысле необходимо пользоваться класси-

ческими представлениями, несмотря на то, что классическая теория не может сама по себе объяснить тех новых закономерностей, с которыми мы имеем дело в атомной физике.

Ввиду такого положения вещей не может быть и речи о каком-либо ином однозначном толковании символов квантовой механики, кроме того, которое заключено в известных правилах, относящихся к предсказанию результатов, получаемых при помощи данной экспериментальной установки, описываемой чисто классическим образом; правила эти находят свое общее выражение в упомянутых выше теоремах о каноническом преобразовании. Обеспечивая надлежащее соответствие квантовой теории с классической, эти теоремы исключают, в частности, всякое внутреннее противоречие в квантовомеханическом описании, которое могло бы возникнуть в связи с переменой места, где проводится граница между объектом и измерительным прибором. В самом деле, очевидным следствием приведенных выше рассуждений является следующее: при любой постановке опыта и любых измерительных манипуляциях выбор места для этой границы возможен лишь в пределах той области, где квантовомеханическое описание данного процесса по существу эквивалентно классическому описанию.

В заключение мне хотелось бы отметить то огромное значение, которое имеет преподанный общей теорией относительности урок для вопроса о физической реальности в области квантовой теории. В самом деле, несмотря на все характерные различия, между положением вещей в обоих обобщениях классической теории имеется поразительная аналогия, которая неоднократно отмечалась. В частности, только что обсужденное нами обособленное положение, которое занимают в описании квантовых явлений измерительные приборы, представляет близкую аналогию с необходимостью пользоваться и в теории относительности обыкновенным описанием всех измерительных процессов, включая резкое разделение на пространство и время, причем эта необходимость имеет место, несмотря на то, что самой сущностью теории относительности является установление новых физических законов такого рода, что для понимания их мы должны отказаться от привычного разделения понятий пространства и времени[1]. Характерная для теории относительности зависимость

[1] Именно это обстоятельство совместно с релятивистской инвариантностью квантовомеханических соотношений неопределенности и гарантирует нам совместимость рассуждений, изложенных в настоящей статье, со всеми требованиями теории относительности. Этот вопрос будет рассмотрен подробнее в подготовляемой к печати работе, где автор рассмотрит, в частности, весьма интересный парадокс, выдвинутый Эйнштейном и относящийся к приложению теории тяготения к измерениям энергии; решение этого парадокса представляет особо поучительную иллюстрацию общности рассуждений, основанных на понятии дополнительности. В той же работе будут обсуждены подробнее пространственно-временные измерения в квантовой теории, причем будут приведены все необ-

всех показаний масштабов и часов от принятой системы отсчета может быть, далее, сравнена с тем не поддающимся контролю обменом количеством движения и энергией между измеряемыми объектами и всеми приборами, определяющими пространственно-временнýю систему отсчета, который приводит нас в квантовой теории к положению вещей, характеризуемому понятием дополнительности. Действительно, эта новая черта естествознания означает радикальный пересмотр наших взглядов на физическую реальность, который может быть поставлен в параллель с тем фундаментальным изменением всех представлений об абсолютном характере физических явлений, который был вызван общей теорией относительности.

....

ходимые математические выкладки и схемы экспериментальных установок, словом, все то, что было опущено в настоящей статье, где главное наше внимание было обращено на диалектическую сторону вопроса, поставленного в заголовке.

ЗАХВАТ НЕЙТРОНА И СТРОЕНИЕ ЯДРА*

Из всех свойств атомных ядер, обнаруженных в фундаментальных исследованиях Резерфорда и его последователей в явлениях искусственных ядерных превращений, одним из наиболее поразительных является исключительная тенденция таких ядер вступать в реакцию друг с другом, как только между ними устанавливается непосредственный контакт. Действительно, почти все типы ядерных реакций, согласующихся с сохранением энергии, по-видимому, происходят при близких соударениях ядер. Разумеется, при столкновениях между заряженными частицами и ядрами контакту часто препятствует или делает его менее вероятным взаимное электрическое отталкивание; вследствие этого типичные черты ядерных реакций, быть может, особенно ярко проявляются при столкновениях с нейтронами. Еще в первых своих работах по исследованию свойств быстрых нейтронов Чэдвик обнаружил высокую эффективность последних в отношении вызываемых ими ядерных превращений [1]. В особенности после открытия супругами Жолио-Кюри искусственной радиоактивности наиболее интересные данные получены в результате исследований Ферми и его сотрудников по искусственной радиоактивности при бомбардировке как быстрыми нейтронами, так и нейтронами тепловых скоростей [2].

Типичным результатом опытов с нейтронами больших скоростей является значительная вероятность вылета α-частицы или протона при столкновении нейтрона с ядром не слишком большого атомного номера, вылета, сопровождающегося захватом нейтрона и образованием ядра нового, большей частью β-радиоактивного элемента. Ядерное эффективное сечение таких столкновений в действительности того же порядка величины, что и сечение, отвечающее простому рассеянию быстрых нейтронов ядрами, что в свою очередь соответствует обычным размерам ядра. Другим типичным результатом этих опытов можно считать неожи-

* *Neutron Capture and Nuclear Constitution.* Nature, 1936, 137, 344—348.
[1] J. Chadwick. Proc. Roy. Soc., 1933, A142, 1.
[2] E. Fermi a. o. Proc. Roy. Soc., 1934, A147, 483; 1935, A149, 522.

данно сильное стремление, даже в случае столкновения быстрого нейтрона с тяжелым атомом, присоединиться к ядру с испусканием γ-кванта и образовать новый изотоп, устойчивый или радиоактивный. На самом деле, для процессов такого типа эффективное сечение, хотя и становится в несколько раз меньше, имеет все-таки тот же порядок величины, что и геометрическое сечение ядра.

Процессы захвата быстрых нейтронов только что упомянутого типа являются особенно существенными для выяснения механизма столкновений между нейтроном и ядром. Действительно, замечательная резкость линий характеристических спектров γ-лучей радиоактивных элементов свидетельствует о том, что время жизни возбужденных состояний ядер, связанных с испусканием этих линий, больше периода (около 10^{-20} *сек*) самих этих линий. Для того чтобы вероятность испускания подобного излучения за время столкновения быстрого нейтрона с ядром была достаточной для объяснения экспериментально найденного эффективного сечения этого процесса захвата, время соударения должно быть гораздо более длительным, нежели промежуток времени (около 10^{-21} *сек*), необходимый для простого прохождения нейтрона сквозь ядро.

Явления захвата нейтронов тем самым заставляют нас предполагать, что столкновение между быстрым нейтроном и тяжелым ядром должно вести прежде всего к образованию составной системы, характеризующейся замечательной устойчивостью. Возможный последующий распад этой промежуточной системы с вылетом материальной частицы или переход в конечное устойчивое состояние с испусканием кванта излучения следует рассматривать как самостоятельные процессы, не имеющие непосредственной связи с первой фазой соударения. Мы встречаемся здесь с существенной разницей, ранее ясно не распознанной, между собственно ядерными реакциями и обычными соударениями быстрых частиц и атомных систем, соударениями, которые до сих пор для нас являлись главным источником сведений относительно строения атома. Действительно, возможность счета посредством таких столкновений отдельных атомных частиц и изучение их свойств обязаны прежде всего «открытости» рассматриваемых систем, которая делает весьма маловероятным обмен энергией между отдельными составляющими частицами в течение соударения. Однако вследствие плотной упаковки частиц в ядре мы должны быть готовы к тому, что именно этот обмен энергией играет основную роль в типичных ядерных реакциях.

Если, например, мы рассматриваем столкновение между быстрым нейтроном и ядром, то очевидно, что нельзя сравнивать этот процесс с простым отклонением пути нейтрона во внутреннем поле ядра, быть может связанным с соударением с отдельной ядерной частицей, ведущим к вылету последней. Напротив, мы должны ясно понять, что избыток энергии падающего нейтрона должен быстро распределиться между всеми

частицами ядра таким образом, что в течение некоторого промежутка времени ни одна частица не будет обладать кинетической энергией, достаточной для того, чтобы покинуть ядро. Возможное последующее освобождение протона, α-частицы или даже нейтрона из промежуточной сложной системы должно поэтому говорить о сложном процессе, в котором энергия может опять концентрироваться на какой-то частице у поверхности ядра.

В настоящее время едва ли можно составить себе детальное представление об этих процессах. Действительно, мы должны сознаться, что у нас нет никаких оправданий даже для предположений о существовании внутри ядра частиц, освобождаемых при разрушении ядра. В частности, известные трудности, связанные с индивидуальным существованием в пространственной области ядерных размеров заряженных частиц с такой небольшой массой покоя, какую имеют электроны и позитроны, заставляют нас рассматривать β-распад как процесс, ведущий к образованию электрона как индивидуальности в механическом смысле[1]. В этом отношении положение здесь, конечно, существенно отличается от случая распада ядра с вылетом тяжелых частиц — нейтронов, протонов и α-частиц. Тот факт, что массы всех ядер в первом приближении являются целыми кратными единиц, близких к массе нейтрона, позволяет рассматривать эти частицы как механические индивидуальности внутри ядра. Вследствие небольшой разницы между массами нейтрона и протона по сравнению с энергией связи ядра, измеряемой так называемым дефектом массы, предположение о существовании в ядре частиц с теми же электрическими и магнитными свойствами, что и у свободных нейтронов и протонов, должно казаться более гипотетическим. Вследствие недостаточности наших сведений о том исключительно плотном состоянии материи, с которым мы имеем дело в ядрах, мы скорее можем рассматривать целочисленные значения единичных электрических зарядов ядер и продуктов их расщепления как фундаментальный аспект атомистики электричества, который, однако, не объясняется современными теориями строения атома.

Однако если оставить в стороне проблему природы ядерных компонент, не являющуюся целью настоящего обсуждения, то во всяком случае ясно, что модели ядра, детально рассматривавшиеся до сих пор, не дают возможности объяснить типичные свойства ядер, для которых, как мы уже видели, обмен энергией между отдельными частицами является решающим фактором. Действительно, в этих моделях ради простоты допускалось, что состояние движения каждой частицы в ядре может в первом приближении рассматриваться как движение в консервативном поле сил и может поэтому характеризоваться квантовыми числами, так же

[1] См.: N. Bohr. Faraday lecture. J. Chem. Soc., 1932, 134, 349 (статья 37); W. Heisenberg. Zeeman Verhandelingen, p. 108.

как движение электрона в обычном атоме. Между тем в атоме и ядре мы имеем два крайних случая механической задачи многих тел; при этом процедура аппроксимации, опирающаяся на соответствующее применение задачи одного тела, столь эффективная в первом случае, теряет всю свою ценность в последнем, где мы с самого начала имеем дело с существенно коллективными аспектами взаимодействия между составляющими ядро частицами.

В связи с этим важно вспомнить также, что успешное квантовомеханическое объяснение простого закона, связывающего время жизни продуктов α-излучения с энергией испущенных частиц, совершенно не зависит от специальных допущений, рассматривающих поведение индивидуальных частиц в ядре. Вследствие очень большого времени жизни этих продуктов по сравнению со всеми собственными периодами ядра вероятность такого расщепления зависит в первом приближении только от электрического поля вне ядра, образующего так называемый потенциальный барьер, препятствующий вылету α-частиц. Представляется чрезвычайно сомнительным, чтобы α-частицы существовали в ядре в таком виде, как это допускают имеющиеся теории α-распада. Частое появление α-частиц в результате естественного и искусственного расщепления ядра можно объяснить скорее тем, что энергия освобождается при самом образовании α-частиц и что освобождение этих частиц может, таким образом, связываться с меньшей степенью концентрации излишка энергии, чем освобождение протонов или нейтронов. Пока что изучение α-распада и его тесной связи с γ-спектрами, выясненной Гамовым, дает нам сведения только относительно возможных значений энергии и до некоторой степени относительно спина стационарных состояний ядерных систем, с которыми мы имеем дело.

То обстоятельство, что состояния ядра, связанные с упомянутыми только что явлениями, представляют дискретное распределение чрезвычайно резких уровней энергии, может сначала показаться противоречащим нашим предположениям о существовании полуустойчивых промежуточных состояний составной системы, образованной при захвате нейтрона, с, очевидно, непрерывными значениями кинетической энергии падающего нейтрона. Можно представить себе, однако, что при захвате быстрых нейтронов мы имеем дело с гораздо более высоким возбуждением составной системы, чем обычное γ-возбуждение. В то время как последнее имеет наибольшее значение в несколько миллионов вольт, возбуждение в нашем случае может значительно превышать энергию, необходимую для полного удаления нейтрона из ядра, находящегося в нормальном состоянии. Измеренные Астоном дефекты масс изотопов показывают, что эта энергия составляет около 10 млн. вольт.

Однако именно такую поразительную разницу в схемах уровней низкого и высокого возбуждения тяжелых ядер мы и можем ожидать

с обсуждаемой здесь точки зрения. В противоположность обычной точке зрения, где возбуждение приписывается возбужденному квантовому состоянию отдельной частицы в ядре, мы должны допустить, что возбуждение будет соответствовать некоторому квантованному коллективному типу движения всех ядерных частиц. Вследствие быстрого увеличения возможностей комбинации собственных частот таких движений при возрастании полной энергии ядра мы должны были бы ожидать, что расстояние между соседними уровнями должно становиться гораздо меньшим при высоких возбуждениях, обусловленных нейтронными соударениями, чем для обычных γ-уровней, где мы, вероятно, имеем дело с состояниями коллективного движения наиболее простых типов.

Однако с этой точки зрения даже для возбуждений, уровни которых весьма близки друг к другу, вероятность перехода с излучением не очень сильно отличается от вероятности такого же перехода в нижних γ-состояниях, и никакого существенного возрастания ширины уровней не происходит до тех пор, пока вероятность вылета материальной частицы не сделается сравнимой с вероятностью излучения.

В опытах по столкновениям быстрых нейтронов с тяжелыми ядрами эффективное сечение рассеяния обычно в несколько раз больше эффективного сечения захвата. Соответственно этому мы можем заключить, что в этом случае вероятность вылета нейтрона из составной системы больше, чем вероятность перехода с излучением, и что уровни энергии полуустойчивых состояний поэтому до некоторой степени шире обычных γ-уровней. Это обстоятельство вместе с быстро уменьшающимся расстоянием между соседними уровнями в этой области энергий делает весьма правдоподобным заключение о том, что такие уровни здесь вовсе не разделены, — вывод, необходимый для объяснения, очевидно, неселективного характера явлений захвата. Однако с уменьшением скоростей падающих нейтронов вылет нейтрона из составной системы быстро становится маловероятным в соответствии с уменьшением вероятности необходимой концентрации излишней энергии системы на отдельном нейтроне. Можно поэтому ожидать, что резкость уровней промежуточных состояний будет приближаться к резкости γ-уровней, коль скоро кинетическая энергия свободных нейтронов станет меньше полной энергии возбуждения в этом состоянии.

Чрезвычайно интересное подтверждение этих соображений дается замечательными явлениями селективного захвата нейтронов очень малых скоростей. Работая с нейтронами тепловых скоростей, получаемыми пропусканием пучка нейтронов через толстые слои веществ, содержащих водород, Ферми и его сотрудники нашли, как известно, значение эффективного сечения захвата нейтронов, изменяющееся чрезвычайно своеобразно от элемента к элементу. В то время как для большинства элементов эти значения одного и того же порядка величины или немного

больше обычного сечения ядра для некоторых элементов или изотопов, неправильным образом распределенных в периодической системе, были найдены значения сечения, в несколько тысяч раз превосходящие нормальное. Этот удивительный на первый взгляд эффект может быть, по-видимому, связан с тем обстоятельством, что для таких медленных нейтронов длина волны де Бройля очень велика по сравнению с размерами ядра; поэтому простые представления о траектории и ударе, приближенно оправдывающиеся в случае захвата быстрых нейтронов, здесь оказываются совершенно неприменимыми.

Были предприняты также поучительные попытки объяснить явление селективного захвата как явление квантовомеханического резонанса, возникающего при близком совпадении энергия некоторых почти устойчивых стационарных состояний нейтрона в ядре и суммы энергий начального состояния ядра и свободного нейтрона [1]. Эти теории, в которых состояние движения нейтрона в ядре трактуется как движение частицы в поле консервативных сил, не могут, однако, объяснить того, что эффективное сечение рассеяния нейтронов на всех исследованных селективно поглощающих элементах гораздо меньше, чем эффективное сечение захвата. В самом деле, большая вероятность отражения волн, описывающих поведение нейтрона в ядре, вытекающая из того факта, что длина этих волн очень коротка по сравнению с длиной волны свободного движения нейтрона, означает, что средний интервал времени, в течение которого нейтрон может, так сказать, оставаться в ядре, гораздо больше, чем интервал времени, в течение которого быстрый нейтрон проходит сквозь ядро.

Все же даже в случае полного резонанса вероятность вылета нейтрона, найденная этим способом, должна быть больше вероятности испускания кванта. Вследствие гораздо более близкого взаимодействия между ядром и нейтроном, вытекающего из явлений захвата быстрых нейтронов, мы и должны были бы ожидать отсутствия селективного рассеяния очень медленных нейтронов, обладающих малым избытком энергии, так как в этом случае вероятность вылета нейтрона исчезающе мала по сравнению с переходом, сопровождающимся излучением.

Однако в последних опытах Ферми и других [2] обнаружилась крайняя чувствительность явлений селективного захвата нейтронов к небольшим изменениям скорости последних, что приводит к степени резонанса, совершенно не совместимой с описанной выше моделью ядра. Действительно, при фильтрации пучка медленных нейтронов через тонкие пластинки различных селективно поглощающих элементов были полу-

[1] E. Fermi et al. Proc. Roy. Soc., 1935, A149, 522; Perrin, Elsasser. J. Phys., 1935, 6, 195; H. Bethe. Phys. Rev., 1935, 47, 747.

[2] Fermi, Amaldi. La Ricercio Scientifica, 1935, A6, 544; Szilard. Nature, 1935, 136, 849; Frisch, Hevesy, McKay. Nature, 1936, 137, 149.

чены весьма разнообразные эффективные сечения селективного захвата, показывающие, что резонанс ограничен узкой областью значений энергии нейтрона, различной для разных селективных поглотителей. Пользуясь для сравнения захватом нейтронов легкими элементами, приводящим к вылету α-частиц, где селективность выражена гораздо менее резко и где поэтому из основных квантовомеханических соображений можно найти, что вероятность захвата внутри энергетической области будет вообще обратно пропорциональна скорости нейтрона, можно даже заключить, что энергетическая область резонанса для некоторых селективно поглощающих элементов ограничена интервалом, измеряемым долями вольта [1].

На основании этой небольшой ширины уровней энергии составной системы, получающейся при захвате медленного нейтрона, мы приходим на основе простых статистических соображений для случаев селективного захвата у тяжелых элементов к значению около десяти вольт для расстояния между соседними энергетическими уровнями возбуждения, с которыми приходится иметь дело в этих явлениях. Это не только находится в полном согласии с выводами относительно большой плотности распределения энергетических уровней ядра, находящегося в состоянии высокого возбуждения, к чему мы пришли, обсуждая неселективное поглощение быстрых нейтронов; исключительная резкость уровней, с которыми мы имеем дело в явлениях селективного нейтронного захвата, дает также интереснейшее подтверждение нашим первоначальным предположениям относительно большего времени жизни промежуточных состояний при нейтронных столкновениях. Действительно, близкое расположение уровней в составной системе поразительным образом подтверждает крайне малую величину вероятности ядерных переходов с излучением и ведет к значению времени соударения между быстрым нейтроном и ядром, в миллион раз превышающему интервал времени простого прохождения нейтрона сквозь ядро.

Отсутствие селективности при захвате быстрых нейтронов, строго говоря, относится только к вероятности захвата нейтрона ядром и вылету из него материальной частицы. Детальный механизм этих явлений должен, однако, существенно зависеть от системы уровней образующегося ядра. В самом деле, после столкновения эта система должна находиться в каком-то устойчивом состоянии, и если кинетическая энергия падающего нейтрона не слишком велика, все состояния, между которыми может быть сделан выбор, должны лежать в области обычных дискретных γ-уровней. Если поэтому кинетическая энергия нейтронов, внедряющихся в тяжелое ядро, будет меньше самого низкого уровня этого ядра, энергия нейтрона, вылетающего из составной системы, должна с необходимо-

[1] R. Frisch, G. Placzek. Nature, 1936, **137**, 357.

стью равняться энергии падающего. Однако в случае соударения нейтрона с бóльшей энергией, очевидно, имеется определенная вероятность, что ядро может остаться в возбужденном состоянии после вылета нейтрона с соответственно меньшей энергией.

На самом деле вероятность процесса, происходящего таким путем, который предполагает меньшую концентрацию избыточной энергии составной системы на испускаемом нейтроне, часто может значительно превышать вероятность вылета нейтрона без возбуждения. По-видимому, имеются также экспериментальные доказательства ядерного возбуждения при соударениях с нейтронами, а именно — в наблюдениях потерь энергии быстрых нейтронов, пронизывающих вещества большого атомного веса [1], где прямой обмен энергией между нейтронами и ядрами должен быть крайне мал.

Как уже упоминалось ранее, соударения между быстрыми нейтронами и ядрами элементов небольшого атомного номера должны в большинстве случаев вести к вылету α-частицы или протона. Мы можем заключить отсюда, а также и из значительного эффективного сечения этих соударений, что столкновение ведет сначала к образованию полуустойчивой составной системы с непрерывным распределением уровней энергии. Несмотря на то что время жизни такой системы может быть гораздо меньше времени жизни γ-состояний в тяжелых ядрах, мы должны все же считать, что последующий вылет α-лучей или протонов требует отдельного процесса концентрации излишка энергии и что мы не можем прийти к определенным выводам из этих явлений относительно существования таких частиц в ядрах при нормальных условиях. Например, большую вероятность испускания α-частицы по сравнению с вылетом нейтрона из составной системы нужно, как уже указывалось, объяснять скорее сравнительно малой степенью концентрации энергии в первом процессе. Что касается испускания заряженных частиц, мы должны, конечно, также принять во внимание отталкивание их остатком ядра и, в частности, значительную трудность для заряженной частицы (по сравнению с незаряженной с той же конечной кинетической энергией) проникнуть сквозь потенциальный барьер, окружающий ядро.

Как уже неоднократно указывалось, последнее обстоятельство приводит к простому объяснению не только быстрого убывания выхода α-частиц и протонов в результате захвата быстрых нейтронов с возрастанием заряда ядра, но также уменьшения с увеличением энергии нейтрона отношения вероятностей вылета этих двух типов заряженных частиц. Вероятность того, что ядро может находиться после вылета этих частиц в нормальном или в возбужденном состоянии, зависит и в том и в другом случае от распределения уровней энергии конечной системы, —

[1] W. Ehrenberg. Nature, 1935, 136, 870.

более разделенных для легких ядер, — а также от соотношения между большей легкостью для быстрых частиц проникнуть сквозь потенциальный барьер ядра, с одной стороны, и необходимостью большей концентрации энергии в первом случае по сравнению с последним, с другой. Подобные же рассуждения можно приложить к деталям обычного α-распада, как, например, к слабым группам длиннопробежных α-частиц и к тонкой структуре наиболее интенсивных линий α-лучей.

В случае ядерного превращения, вызываемого захватом заряженных частиц, так же как и для расщепления ядер γ-квантами, образование промежуточной полуустойчивой составной системы, по-видимому, имеет решающее значение для объяснения большого разнообразия явлений. Кроме типичных неселективных эффектов вроде испускания нейтрона или протона быстрыми α-частицами мы встречаемся, как известно, с эффектом явно выраженного резонанса при захвате медленных α-частиц, так же как и в явлениях захвата легкими ядрами искусственно ускоренных протонов. Вследствие очень небольшой продолжительности жизни промежуточного состояния степень резонанса в этом случае, однако, значительно меньше, чем в случае селективного захвата нейтронов тяжелыми ядрами. В связи с этим, быть может, следует заметить, что такие выражения, как «уровни α-частиц» или «уровни протонов», — выражения, обычно применяемые при рассмотрении этих эффектов и основанные на приписывании возбуждения отдельным ядерным частицам, теряют всякий смысл, если смотреть на ядерное возбуждение с точки зрения, принятой нами. Действительно, существенной чертой ядерных реакций, возбуждаемых при соударениях или поглощении излучения, можно считать свободную конкуренцию между всеми различными возможными процессами освобождения материальных частиц или переходов с излучением, которые могут происходить в составной системе, находящейся в полуустойчивом состоянии.

Подробное обсуждение с этой точки зрения существующих эмпирических данных относительно спонтанных и индуцированных превращений ядра будет вскоре опубликовано мною совместно с Ф. Калькаром[1], который оказал мне большую помощь при выводе следствий из развитой здесь общей концепции. Затем мы обсудим также ограничение этих представлений в случае очень легких ядер вроде дейтерия, где разделение между механизмом накопления энергии в ядре и механизмом освобождения частиц, так резко выраженное для реакций с тяжелыми ядрами, постепенно теряет свое значение. Здесь, однако, я должен еще кратко указать, что в изложенных выше рассуждениях можно ожидать видо-

[1] N. Bohr, F. Kalckar. Kgl. Dan. Vid. Selsk, Math.-Fys. Medd., 1937, 14, № 10 (статья 48).

изменений даже для тяжелых ядер, если энергия промежуточной системы намного превышает энергию нормального состояния.

Если бы мы могли производить опыты с нейтронами и протонами с энергиями, превышающими 100 *Мэв*, мы должны были бы ожидать, что избыток энергии этих частиц, когда они проникают в ядро не очень малой массы, должен прежде всего распределиться между частицами ядра так, что освобождение любой из них неизбежно вызывало бы последующую концентрацию энергии. Вместо обычного течения ядерной реакции мы можем в этом случае ожидать, что не одна, а несколько заряженных или незаряженных частиц могут покинуть ядро в результате соударения. Для еще более сильного соударения с захватом частицы, обладающей энергией в 1000 *Мэв*, мы должны быть готовыми к тому, что столкновение может привести к взрыву всего ядра. Такие энергии в настоящее время, конечно, находятся далеко за пределами возможностей эксперимента, и нет необходимости подчеркивать, что подобные эффекты едва ли могут приблизить нас к решению так многократно обсуждавшихся проблем использования ядерной энергии в практических целях. К сожалению, чем обширнее становятся наши сведения о ядерных реакциях, тем отдаленнее представляется достижение этой цели.

В заключение этого доклада я хотел бы сказать, что даже если проблема строения ядра пока еще и лишена той простоты в механическом отношении, которая так характерна для теории строения атома и которая так помогла при распутывании взаимоотношения элементов в смысле их обычных физических и химических свойств, тем не менее, как я пытался показать, эта проблема обладает специфическими особенностями, облегчающими интерпретацию характерных свойств ядер, например в отношении разделения ядерных реакций на отдельные стадии с такой отчетливостью, какая не имеет аналогии в механическом поведении атомов.

ЗАКОНЫ СОХРАНЕНИЯ В КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ *

Недавно Боте и Майер-Лейбниц выполнили новые опыты, касающиеся связи между рассеянием и отдачей при комптон-эффекте. Их результаты, как и данные описанных выше опытов Якобсена [1], противоречат выводам Шенкленда об отсутствии связи между этими явлениями. В связи с этим мне хотелось бы сделать следующие краткие замечания по поводу возобновившейся после опытов Шенкленда дискуссии [2] относительно возможной несостоятельности законов сохранения энергии и импульса в атомных явлениях.

Сомнения относительно справедливости законов сохранения в элементарных квантовых процессах высказывались и раньше, при первых попытках [3] обобщить классическую теорию излучения в целях ее приспособления для разъяснения сложной дилеммы корпускулярного и волнового характера излучения. Но тогда положение было совершенно иное, чем сейчас. Дело не только в том, что последующие экспериментальные открытия заставили нас привыкнуть к подобным парадоксам в поведении электронов и других материальных частиц. Здесь важно главным образом то, что рациональные методы, разработанные квантовой механикой и электродинамикой, подтвердили возможность совместить существование кванта действия со строгим выполнением законов сохранения во всех явлениях, подобных дифракции электрона и комптон-эффекту. Более того, начатая Гейзенбергом работа по рассмотрению дополнительных ограничений измерения механических величин и компонент электромагнитного поля [4] в квантовой теории полностью устранила любые па-

* *Conservation Laws in Quantum Theory.* Nature, 1936, **138**, 25, 26.

[1] Эта заметка Бора помещена в «Nature» от 4 июля 1936 г. сразу же за письмом Якобсена, в котором описываются эти опыты. — *Прим. ред.*

[2] P. Dirac. Nature, 1936, **137**, 298; E. J. Williams. Nature, 1936, **137**, 614; R. Peierls. Nature, 1936, **137**, 904.

[3] N. Bohr, H. A. Kramers, J. C. Slatter. Phil. Mag., 1924, **47**, 785 (статья 25).

[4] N. Bohr, L. Rosenfeld. Kgl. Danske Vidensk. Math-Fys. Medd., 1933, **12**, 8 (статья 39).

радоксы в этом отношении. Можно сказать, что суть аргументов в том, что любая попытка недвусмысленной пространственно-временной координации в квантовых явлениях подразумевает отказ от строгого применения законов сохранения. Это вызывается принципиальной неконтролируемостью обмена энергией и импульсом между исследуемым объектом и твердыми телами и часами, определяющими пространственно-временную систему отсчета. И наоборот, строго определенное применение законов сохранения в квантовых явлениях предполагает существенный отказ от пространственно-временной координации [5].

Так как фундаментальное соотношение между волновым и корпускулярным аспектом света и вещества могут быть выражены в полном соответствии с принципом относительности, не решенные до сих пор трудности квантовой электродинамики, как недавно указывал в связи с этой дискуссией Дирак, едва ли могут быть приписаны некоторой несовместимости основ квантовой теории и теории относительности. Корень этих затруднений надо искать скорее в атомистической природе электричества, столь же чуждой классическим физическим теориям, как и сам квант действия. Рациональное соединение этих различных аспектов атомных проблем в единую исчерпывающую теорию потребует, очевидно, совершенно новых точек зрения, если учесть атомистическую структуру всех рассматриваемых измерительных средств. Но в настоящее время, по-видимому, нет никаких оснований считать, что это могло бы повлечь за собой отказ от законов сохранения энергии и импульса.

В заключение нужно заметить, что основания для серьезных сомнений [6] в строгой справедливости законов сохранения при испускании β-лучей атомным ядром сейчас в основном устранены благодаря многообещающему согласию между быстро увеличивающимися экспериментальными данными по явлениям β-излучения и следствиями нейтринной гипотезы Паули, столь блестяще развитой в теории Ферми.

Институт теоретической физики
Копенгаген
6 июня

[5] N. Bohr. Phys. Rev., 1935, 48, 696 (статья 44).
[6] N. Bohr. J. Chem. Soc., 1932, 134, 349 (статья 37).

ПРИЧИННОСТЬ И ДОПОЛНИТЕЛЬНОСТЬ *

В прошлом я не раз имел случай отметить то обстоятельство, что опыт, который предоставляет новейшее развитие физики, относительно необходимости постоянного обобщения системы наших понятий в направлении упорядочения данных, приводит нас к некой общей теоретико-познавательной точке зрения, которая может помочь в преодолении кажущихся формальных трудностей, возникающих в других областях науки. Однако истолкование этой точки зрения сводится к утверждению, что речь в ней идет о противоречащем духу науки мистицизме. Поэтому я приветствую готовность ученых, представляющих различные области науки и объединенных стремлением найти общий фундамент, на котором покоятся наши знания, вернуться к обсуждению этого вопроса и прежде всего попытаться прояснить могущие возникнуть здесь недоразумения.

Прежде чем перейти к обсуждению поставленных проблем, я думаю, достаточно будет лишь кратко напомнить, как часто развитие физики дает нам поучительные примеры того, что целесообразное применение даже самых элементарных понятий, совершенно необходимых при описании повседневного опыта, оказывается связанным с отчетливо не сознаваемыми нами предположениями; при этом осознание подобных предположений существенно влияет на способ изложения других, более обширных областей познания, делая изложение наиболее наглядным и по возможности свободным от произвола. Вряд ли есть необходимость особо подчеркивать роль, которую сыграло такое развитие в прояснении самых основ человеческого познания. Если в последнее время можно говорить о все новых достижениях во многих областях знания, то одновременно мы получаем все более убедительные подтверждения того, что анализ новых данных обнаруживает новые, ранее не известные предпосылки однозначного применения таких наших простейших абстрактных построений, какими являются пространственно-временнóе описание и причинная связь.

* *Kausalität und Komplementarität.* Erkenntniss, 1937, 6, 293—303.

Выяснение парадоксов в описании событий движущимися относительно друг друга наблюдателями, связанное с конечностью скорости света, вскрыло произвол, содержавшийся в понятии одновременности, и привело к серьезным изменениям в понимании вопроса о той связи пространства и времени, которая находит свое выражение в теории относительности. Как известно, в этой теории стало возможным единое описание событий во всех системах отсчета. Тем самым была четко выявлена принципиальная эквивалентность физических закономерностей, которые ранее не были связаны друг с другом. Однако то обстоятельство, что мы узнали о существенной зависимости любого физического явления от системы отсчета наблюдателя, никоим образом не вынуждает нас — и это особенно подчеркивал сам Эйнштейн — отказаться от лежащего в основе классического идеала причинности предположения, что поведение физического объекта относительно заданной координатной системы определяется однозначным образом независимо от того, производится ли над ним наблюдение или нет.

Между тем открытие универсального кванта действия привело к необходимости дальнейшего анализа проблемы наблюдения. Из этого открытия следует, что весь способ описания, характерный для классической физики (включая теорию относительности), остается применимым лишь до тех пор, пока все входящие в описание величины размерности действия велики по сравнению с квантом действия Планка. Если это условие не выполняется, как это имеет место в области явлений атомной физики, то вступают в силу закономерности особого рода, которые не могут быть включены в рамки причинного описания (обозначим его A_{I}). Этот результат, первоначально казавшийся парадоксальным, находит, однако, свое объяснение в том, что в указанной области нельзя более провести четкую грань между самостоятельным поведением физического объекта и его взаимодействием с другими телами, используемыми в качестве измерительных приборов; такое взаимодействие с необходимостью возникает в процессе наблюдения и не может быть непосредственно учтено по самому смыслу понятия измерения (описание A_{II}).

Это обстоятельство фактически означает возникновение совершенно новой ситуации в физике в отношении анализа и синтеза опытных данных. Она заставляет нас заменить классический идеал причинности некоторым более общим принципом, называемым обычно «дополнительностью». Получаемые нами с помощью различных измерительных приборов сведения о поведении исследуемых объектов, кажущиеся несовместимыми, в действительности не могут быть непосредственно связаны друг с другом обычным образом, а должны рассматриваться как дополняющие друг друга. Таким образом, в частности, объясняется безуспешность всякой попытки последовательно проанализировать «индивидуальность» отдельного атомного процесса, которую, казалось бы, символизи-

рует квант действия, с помощью разделения такого процесса на отдельные части. Это связано с тем, что если мы хотим зафиксировать непосредственным наблюдением какой-либо момент в ходе процесса, то нам необходимо для этого воспользоваться измерительным прибором, применение которого не может быть согласовано с закономерностями течения этого процесса. Между постулатом теории относительности и принципом дополнительности при всем их различии можно усмотреть определенную формальную аналогию. Она заключается в том, что подобно тому, как в теории относительности оказываются эквивалентными закономерности, имеющие различную форму в разных системах отсчета вследствие конечности скорости света, так в принципе дополнительности закономерности, изучаемые с помощью различных измерительных приборов и кажущиеся взаимно противоречащими вследствие конечности кванта действия, оказываются логически совместимыми.

Чтобы дать по возможности ясную картину сложившейся в атомной физике ситуации, совершенно новой с точки зрения теории познания, мы хотели бы здесь прежде всего рассмотреть несколько подробнее такие измерения, целью которых является контроль за пространственно-временны́м ходом какого-либо физического процесса. Такой контроль в конечном счете всегда сводится к установлению некоторого числа однозначных связей поведения объекта с масштабами и часами, определяющими используемую нами пространственно-временну́ю систему отсчета. Мы лишь тогда можем говорить о самостоятельном, не зависимом от условий наблюдения поведении объекта исследования в пространстве и во времени, когда при описании всех условий, существенных для рассматриваемого процесса, можем полностью пренебречь взаимодействием объекта с измерительным прибором, которое неизбежно возникает при установлении упомянутых связей. Если же, как это имеет место в квантовой области, такое взаимодействие само оказывает большое влияние на ход изучаемого явления, ситуация полностью меняется, и мы, в частности, должны отказаться от характерной для классического описания связи между пространственно-временны́ми характеристиками события и всеобщими динамическими законами сохранения. Это вытекает из того, что использование масштабов и часов для установления системы отсчета по определению исключает возможность учета величин импульса и энергии, передаваемых измерительному прибору в ходе рассматриваемого явления. Точно так же и наоборот, квантовые законы, в формулировке которых существенно используются понятия импульса или энергии, могут быть проверены лишь в таких экспериментальных условиях, когда исключается строгий контроль за пространственно-временны́м поведением объекта.

Способ описания таких ситуаций, как известно, находит свое выражение в так называемой квантовой механике, в которой возможность непро-

тиворечивого учета новых закономерностей обеспечивается тем, что обычные кинематические и динамические понятия заменяются символами, подчиняющимися определенным правилам математических действий. В этом отношении между квантовой механикой и теорией относительности также имеется интересная формальная аналогия: в обоих случаях строго логический формализм, позволяющий продвинуться в новую область познания, стал возможным лишь на основе введения абстрактных алгебраических или геометрических понятий. В связи с часто дискутировавшимся вопросом о том, можно ли эти формализмы рассматривать как расширение возможностей нашего познания, следует, однако, иметь в виду, что как в теории относительности изображение пространства-времени в виде четырехмерного многообразия, так и в квантовой механике представление кинематических и динамических величин с помощью некоммутативной алгебры всецело основываются на старом математическом приеме введения мнимых величин. В самом деле, фундаментальные константы скорости света и кванта действия входят в определение четвертой координаты и соответственно в перестановочные соотношения канонически сопряженных величин лишь с множителем $\sqrt{-1}$.

Конечно, у меня нет намерения входить здесь в подробное обсуждение столь специальных вопросов; я хотел бы лишь подчеркнуть, что при этом логическая стройность может быть получена лишь за счет решительного отказа от обычных требований, обусловленных наглядными соображениями. В связи с этим, возможно, будет уместно предостеречь от неправильного понимания известных соотношений неопределенности Гейзенберга, которые играют такую же важную роль в вопросе о непротиворечивости принципиально статистического способа описания квантовой механики, какую в теории относительности играют формулы преобразования Лоренца в разрешении возникающих там парадоксов. Это неправильное понимание легко может возникнуть, когда все содержание соотношений неопределенности пытаются изложить фразой типа: «положение и импульс частицы не могут быть одновременно измерены с произвольной точностью». Такое высказывание наводит на мысль, что здесь все дело в добровольном отказе от измерения одного из двух четко определенных атрибутов объекта, и оставляет место для надежд на то, что в будущей, более полной теории оба этих атрибута будут приниматься в рассмотрение в соответствии с требованиями классической физики. Однако из предыдущего объяснения должно быть очевидно, что ситуация в атомной физике в целом лишает всякого смысла такие самостоятельные атрибуты, взятые из арсенала классической физики. Напротив, основная роль соотношений неопределенности состоит в том, что они выражают в количественной форме логическую непротиворечивость закономерностей, кажущихся несовместимыми друг с другом и обнаруживающихся при использовании двух различных измерительных приборов;

при этом лишь один из приборов допускает оправданное применение понятия положения, и лишь для другого имеет однозначный смысл понятие импульса, определяемого на основе законов сохранения.

Итак, мы видим, что неудачи попыток каузального истолкования квантовых явлений непосредственно связаны с предположениями о применимости самых элементарных понятий, используемых для описания рассматриваемых явлений. В связи с этим неоднократно высказывались предположения, что решительная перестройка старой системы понятий, пригодной в повседневном опыте, могла бы обеспечить сохранение представлений классической причинности и в области атомной физики. Однако такой взгляд основан на недооценке существующего положения вещей. Уже само требование, чтобы обстоятельства опыта и результаты измерения могли быть сообщены кому угодно, означает, что мы можем говорить на языке обычных понятий, основанных на нашем опыте. Мы, в частности, не должны забывать, что понятие причинности лежит в основе объяснения результата каждого отдельного измерения. Точно так же и при сопоставлении различных результатов по самой природе вещей никогда не может идти речи о четко определенном разрыве причинной цепи событий. Наш вынужденный отказ от представлений классической причинности в атомной физике вызван, если рассуждать абстрактно, лишь тем, что мы не можем говорить о самостоятельном поведении физического объекта вследствие неизбежного взаимодействия его с измерительным прибором. Это взаимодействие принципиально не может быть учтено, если прибор в соответствии с поставленной перед ним задачей позволяет однозначно применять понятия, необходимые для описания явления. В конечном счете искусственный термин как «дополнительность», который не принадлежит к повседневным понятиям и которому поэтому невозможно придать наглядный смысл с помощью обычных представлений, служит лишь той цели, чтобы напоминать о совершенно новой теоретико-познавательной ситуации, имеющейся во всяком случае в физике (A_E).

Вновь и вновь высказываемые надежды на то, что существенно статистический характер квантовомеханического описания может быть устранен с помощью предположения о некотором каузальном механизме, лежащем в основе атомных явлений, но недоступном для наблюдения на современном уровне, по-видимому, столь же бесплодны, как и всякая надежда на примирение существенного углубления наших представлений о мире, достигаемого на основе общей теории относительности, с обычной картиной абсолютного пространства и абсолютного времени. Эти надежды основаны на недооценке принципиальной противоположности между господствующими в атомной физике закономерностями и нашим повседневным опытом, находящим свое исчерпывающее выражение в представлениях классической физики. В рамках принципа допол-

нительности не только разрешается известная дилемма между корпускулярным и волновым характером света и вещества; даже своеобразные свойства стабильности атомных структур, неразрывно связанные с существованием кванта действия, но находящиеся в очевидном противоречии со свойствами любой мыслимой механической модели, сами оказываются необходимой предпосылкой существования тех объектов и измерительных приборов, поведение которых описывает классическая физика. Современное понимание квантовой механики при всей его плодотворности воспринимается при более близком рассмотрении лишь как первый шаг на пути необходимого обобщения классического способа описания, характеризующийся возможностью отвлечься при объяснении результатов опыта от атомного строения самих измерительных приборов в широкой области их применения. При исследовании более глубоких закономерностей природы, когда возникает вопрос не только о взаимном влиянии частиц, рассматриваемых обычно как элементарные кирпичики, но и об их собственной стабильности, такое предположение уже не может считаться справедливым, и мы должны ввести в рассмотрение более широкое обобщение принципа дополнительности, которое потребует еще более решительного отказа от обычных требований так называемой наглядности.

Я надеюсь, что этими замечаниями мне удалось убедить вас в том, что отказ от причинного описания в атомной физике означает не легкомысленное утверждение невозможности охватить все многообразие явлений, а серьезную попытку истолковать обнаруженные нами новые закономерности в смысле общего философского учения о необходимости равновесия между анализом и синтезом. В связи с этим мне казалось интересным отметить, что мы и в других областях человеческого познания сталкиваемся с видимыми противоречиями, которые могут быть устранены только с помощью принципа дополнительности. При этом я совершенно не склонен разделять широко распространенное мнение, что новейшее развитие в области атомной физики будто бы может помочь найти прямой ответ на вопросы типа «механизм или витализм» и «свобода воли или каузальное принуждение», решив их в пользу той или другой альтернативы. Тот факт, что парадоксы атомной физики могут быть устранены лишь на основе оценки непротиворечивости определений и возможностей измерения, а не на основе одностороннего подхода к старой проблеме детерминизма и индетерминизма, заставляет нас лишний раз проверить, как в этом отношении обстоят дела с подобными неясными вопросами в биологии и психологии.

Прежде всего таким вопросом является вопрос о том, насколько мы вправе надеяться объяснить характерные особености живых организмов с помощью сведений, получаемых лишь при изучении неживой природы. При этом не следует забывать, что само определение жизни составляет

теоретико-познавательную проблему. Если машину обычно считают неживой, то под этим вряд ли подразумевается нечто большее, чем тот факт, что существенные для ее работы условия могут быть полностью описаны на языке понятий классической физики. Понятно, однако, что такое определение неживого не может считаться справедливым ввиду неприменимости классического описания в атомной физике. После того как были исчерпаны допустимые «объяснения» жизни, вопрос был вновь поднят в связи с заново осознанной возможностью разделить макроскопические явления на отдельные атомные процессы, играющие существенную роль в функционировании организма, во всяком случае, в той части, которая касается восприимчивости органов чувств (A_{IV}). Однако вместе с тем сознание того, что для преодоления пропасти между живым и неживым мы должны углубиться в область атомных явлений, очень четко выявило связанные с этим практические и логические трудности.

Само собой разумеется, что — в той мере, в какой мы в состоянии проследить поведение атомов в организмах в условиях, аналогичных условиям основных экспериментов в атомной физике, — мы можем рассматривать лишь такие закономерности, открытые с помощью этих экспериментов, которые, несмотря на чуждые духу классической физики черты индивидуальности, не могут внести какой-либо ясности в вопрос о так называемых холистических или финалистических чертах живых организмов. Поэтому единственная логическая возможность избежать противоречия между формулировкой физических закономерностей и системой понятий, применяемых при описании биологических процессов, должна быть связана с существенно различным характером соответствующих условий опыта. Ранее я пытался выразить это положение вещей таким образом, что всякая мыслимая экспериментальная установка, имеющая целью следить за поведением составляющих организм атомов настолько полно, насколько это позволяют физические ограничения, связанные с наблюдением и определениями, такая установка несовместима с сохранением жизни организма (положение В). Такое положение вполне аналогично тому, когда результаты опытов, получаемые с помощью измерительных приборов, которые позволяют подробно контролировать пространственно-временнóе поведение элементарных кирпичиков, составляющих атомы и молекулы, находятся в дополнительном отношении ко всем результатам, которые могут быть получены при обстоятельствах, позволяющих изучать стабильность подобных атомных структур, определяющую физические и химические свойства вещества.

Для лучшего освещения этой точки зрения в цитированной статье указывалось, что неразрывно связанный с жизнью обмен веществ организмами исключает возможность установить, какие из атомов, строго говоря, принадлежат к живому организму, так что мы уже в этом отношении сталкиваемся с проблемой, которая — не говоря об ее сложности —

в принципе не может быть решена методами атомной механики. Эти методы, на которых основаны все наши знания в области физики и химии, вместе с тем, как и методы классической механики, применимы лишь к системам, отдельные части которых, рассматриваемые как элементарные, могут в принципе считаться заданными. Поэтому естественно возникает мысль, что существенные черты живых организмов, проявляющиеся лишь в таких условиях, когда точный учет поведения их атомарных составных частей исключается, являются закономерностями природы, находящимися в дополнительном отношении к тем закономерностям, которыми интересуются физика и химия. Таким образом, существование жизни как в смысле возможностей наблюдения, так и в смысле возможностей определения в биологии можно рассматривать как элементарный факт, подобный факту существования кванта действия в атомной физике.

Я все время стремился к тому, чтобы было ясно, что такая точка зрения вопреки опасениям философов и биологов отнюдь не означает чисто метафизических спекуляций или произвольного отказа от возможности узнавать все больше о функционировании организмов, все время продолжая исследования. Напротив, здесь речь идет о том, чтобы устранить вопросы, вызывающие бессодержательные споры, анализируя предположения и степень применимости входящих в рассмотрение понятий. Хотя принцип дополнительности отвергает всякий компромисс с каким-либо антирационалистическим витализмом, он в то же время с равным успехом может служить разоблачению определенных предрассудков так называемого механистического понимания. С одной стороны, эта точка зрения исключает возможность какого бы то ни было нарушения четко определенных физико-химических закономерностей в органической жизни, примером чего является часто неправильно излагаемое противоречие между жизнедеятельностью и основными законами термодинамики; с другой стороны, всякое стремление к аналогии между самим существованием жизни и такими закономерностями отвергаются ею как иррациональное. Как уже подчеркивалось в цитированной статье, с нынешним положением вещей не связаны какие-либо ограничения на применение физико-химических методов описания и исследования в биологии. Подобно тому как в атомной физике описываемые классические экспериментальные приборы являются основой всех получаемых нами сведений, точно так же целесообразное применение таких методов остается нашим единственным, никогда не иссякающим источником исследования биологических явлений.

Наблюдающаяся тенденция отводить место для биологических явлений в рамках системы понятий, применимых для описания материальных систем, делает описываемый подход совершенно чуждым всякой попытке истолковать нарушение причинного описания в атомной физике в спири-

туалистическом смысле. Напротив, только что упоминавшаяся точка зрения в отношении основных вопросов биологии способна пролить новый свет на старую проблему психофизического параллелизма. Мои размышления (A_{III}, B) над вопросами психологии в связи с проблемами атомной физики преследовали кроме всего прочего две различные важные цели. Первой было напомнить общеизвестным примером самонаблюдения и связанных с ним трудностей анализа и синтеза психических переживаний, что в этой области познания мы вынуждены сталкиваться с ситуацией, во многих отношениях формально сходной с той, которую мы имеем в атомной физике, к величайшему беспокойству многих физиков и философов. Другая цель состояла в том, чтобы выразить надежду, что теоретико-познавательная точка зрения, которая в области атомной физики прояснила значительно более легкие вопросы, окажется полезной также и при обсуждении психологических проблем. Фактически уже само употребление таких слов, как «мысль» и «чувство» или «инстинкт» и «благоразумие», для описания различного рода психических переживаний указывает на существование характерных дополнительных соотношений, обусловленных особенностями самонаблюдения. Именно в условиях принципиальной невозможности при самонаблюдении проводить четкое различие между субъектом и объектом в смысле классического представления о причинности прежде всего может найти себе естественное место представление о чувстве воли (Willensgefühl).

Я опасаюсь, что те краткие пояснения, которыми я вынужден был ограничиться в этом докладе по последнему поводу, как и по многим другим, возможно, излишне сильно подчеркивают тот очевидный факт, что в конечном счете непосредственное употребление каждого слова находится в дополнительном отношении к подробному анализу его собственного смысла. Однако я надеюсь, что мне удалось в какой-то степени передать вам мое убеждение в том, что развитая здесь точка зрения нисколько не противоречит нашему общему стремлению достигнуть возможно большего единства науки в каждой области исследования, преодолевая на этом пути всевозможные предрассудки.

48

О ПРЕВРАЩЕНИЯХ АТОМНЫХ ЯДЕР, ВЫЗВАННЫХ СТОЛКНОВЕНИЯМИ С МАТЕРИАЛЬНЫМИ ЧАСТИЦАМИ

1. ОБЩИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СООБРАЖЕНИЯ*

(Совместно с Ф. Калькаром)

ПРЕДИСЛОВИЕ

Как видно из заглавия, настоящая статья должна была составлять первую часть труда, состоящего из трех частей, которые должны были появиться непосредственно друг за другом. Вторая часть мыслилась как более подробное изложение теории ядерных столкновений на основе общих соображений, изложенных ниже; третья же часть должна была содержать анализ имеющихся опытных данных о превращениях атомных ядер, основанный па тех же идеях. Однако опубликование этой статьи, направленной в печать в январе 1937 г., было задержано, а окончание остальных частей отложено; причиной этому была поездка авторов в некоторые американские университеты для участия в ряде конференций, на которых обсуждались проблемы ядра. Тем временем теория ядра получила быстрое развитие благодаря выходу в свет ряда важных работ, появившихся в течение последних месяцев. Кроме того, прекрасный и полный обзор современного состояния ядерной динамики был опубликован Бете[1]. В этот обзор вошел также и подробный разбор некоторых из развиваемых нами ниже соображений, основанный на устных докладах авторов, сделанных ими на конференции в Вашингтоне в феврале 1937 г. Имея в виду эти обстоятельства, мы временно отказались от нашего плана опубликовать более подробный труд. Для того же чтобы сделать нашу статью более отвечающей настоящему моменту, мы присоединили к ней добавление, написанное в октябре 1937 г.; в нем содержатся указания на важнейшие из последних работ в этой области, а также краткие замечания к ним.

....

* *On the Transmutations of Atomic Nuclei by Impact of Material Particles. I. General Theoretical Remarks* (With F. Kalckar). Kgl. Danske Videnskab. Selsk., Math.-Fys. Medd., 1937, 14, № 10, 1—40.

[1] H. Béthe. Rev. Mod. Phys., 1937, 9, 69 (см. перевод: Г. Бете. Физика ядра. М., 1947. — *Ред.*).

§ 1. Основные идеи

В недавно вышедшей статье[1] было указано, что необычайная легкость, с которой происходит обмен энергией между плотно упакованными частицами в атомных ядрах, играет решающую роль в ходе их превращений, вызванных столкновениями ядер с материальными частицами. При рассмотрении таких столкновений обычно делалось предположение, что превращение атомного ядра в основном состоит в непосредственной передаче энергии от падающей частицы к какой-нибудь частице первоначального ядра, что и влечет за собой выбрасывание этой последней. Однако такое предположение должно быть оставлено. Напротив, мы должны ясно себе представлять, что всякое превращение атомного ядра проходит через промежуточный этап, в котором энергия временно оказывается распределенной между всеми частицами составной системы, образованной ядром и падающей частицей. При тех малых расстояниях, о каких идет речь, между любыми двумя из ядерных частиц возникают большие силы. Благодаря этому связь между частицами составной системы оказывается чрезвычайно тесной. Всякий могущий произойти распад этой системы, — будь то испускание «элементарной» частицы вроде нейтрона или протона или же испускание «сложной» ядерной частицы вроде дейтрона или α-частицы, — следует поэтому рассматривать как отдельное событие, независимое от первого этапа процесса столкновения. Таким образом, можно сказать, что окончательный результат столкновения зависит от свободной конкуренции между всеми различными процессами распада или излучения составной системы, совместимыми с обычными законами сохранения.

С этой точки зрения изучение превращений атомных ядер, вызванных столкновениями, должно прежде всего состоять в рассмотрении баланса между теми отдельными процессами, из которых состоит образование и распад промежуточной полустабильной системы. Несмотря на то что простые механические аналогии (А, стр. 351) очень наглядны, разработка этого вопроса, очевидно, невозможна без соответствующих квантовых соображений. Действительно, прежде всего законы квантовой механики налагают общие ограничения на возможные энергетические состояния составной системы; кроме того, само образование или распад этой

[1] N. Bohr. Nature, 1937, 136, 344, 351 (статья 45). Далее цитируется как А. [В более новой статье (N. Bohr. Science, 1937, 86, 161) дан краткий обзор дальнейшего развития взглядов, изложенных в цитированной статье. Более полный отчет, с более подробными ссылками на предшествующую литературу по этому предмету, содержится в речи, произнесенной на Международном физическом конгрессе в Париже в октябре 1937 г. Эта речь должна скоро появиться в докладах конгресса. — *Прим. авт. при корректуре.*]

системы часто связаны с характерными квантовыми эффектами, хорошо известными по удачному объяснению законов радиоактивного распада, данному Кондоном, Гэрни и особенно Гамовым. Предположенная здесь тесная связь между движениями частиц ядра заставляет, однако, внести значительные изменения в обычный способ рассмотрения таких задач, основанный на предположении, что в первом приближении частица внутри ядра движется в постоянном силовом поле. Но мы увидим, что чрезвычайная сильная связь частиц в ядре приводит к известным упрощениям, позволяющим сделать ряд простых заключений общего характера относительно ядерных реакций.

Представление об атомных ядрах как о квантовомеханических системах, состоящих исключительно из нейтронов и протонов, как известно, привело к чрезвычайно интересным результатам, касающимся строения таких ядер. Представление это дает, во-первых, объяснение одному факту, выявленному при изучении полосатых спектров и сверхтонкой структуры сериальных линий; а именно, оно объясняет, почему собственный спин ядра любого изотопа равен четному или нечетному целому кратному $h/4\pi$ в зависимости от того, четным или нечетным числом является его атомный вес; кроме того, это представление объясняет в общих чертах то, как меняется устойчивость ядра (а значит, и наличие изотопов и величина их дефекта массы) с атомным весом и атомным номером.

В связи с этим следует особо отметить, что полученные отсюда Гейзенбергом и сотрудниками важные данные относительно сил, действующих между частицами в ядре на малых расстояниях, основаны в сущности на оценке средней кинетической энергии этих частиц при нормальном состоянии ядра. Ввиду того что протоны, так же как и нейтроны, подчиняются принципу Паули, эта кинетическая энергия действительно почти не будет зависеть от условий движения частиц в ядре; что же касается порядка ее величины, то она всегда сравнима с той величиной, которая получается для энергии, если предположить, что каждая частица движется в отдельной ячейке внутри ядра.

При рассмотрении строения атомных ядер обычно предполагается, что в первом приближении ядерные частицы движутся независимо друг от друга в консервативном силовом поле подобно внеядерным электронам в атомах. Однако благодаря гораздо более тесной связи между частицами ядра нельзя ожидать, чтобы исследование атомных ядер, основанное на этом обычном способе рассмотрения, дало результаты, сравнимые с действительными свойствами ядра. Несмотря на многообещающие попытки более точного расчета строения наиболее легких ядер, мы должны в настоящий момент удовольствоваться тем, что будем считать атомные ядра состоянием материи с чрезвычайно высокими значениями плотности массы и электрического заряда; свойства этого состояния можно изучать

лишь путем анализа экспериментальных данных, касающихся ядерных реакций. При этом дело облегчается тем обстоятельством, что в обычных опытах по превращению атомных ядер энергия возбуждения составного ядра очень мала по сравнению с полной энергией, необходимой для полного разделения всех составляющих ядро частиц; это позволяет, как мы увидим дальше, уподобить многие свойства ядерной материи свойствам обычных твердых или жидких веществ.

§ 2. Распределение ядерных уровней

Как было показано в А, распределение уровней энергии возбужденных ядер резко отличается от того, какое можно было бы ожидать, если бы эти возбужденные состояния были вызваны, как это предполагалось обычно, аномально большой энергией какой-либо одной частицы в ядре. Так, опытные данные, касающиеся захвата быстрых и медленных нейтронов тяжелыми ядрами, сопровождаемого излучением, показывают, что расстояния между уровнями энергии таких ядер с возрастанием возбуждения быстро убывают; в результате распределение уровней энергии становится практически непрерывным. Это будет иметь место даже и для таких энергий возбуждения, которые хотя и достаточны для вылета нейтрона с большой кинетической энергией, но далеко не достаточны для того, чтобы изменить существенно полустабильный характер составной системы. Даже внутри области непрерывного распределения средняя продолжительность жизни составной системы, вероятно, более чем в сто тысяч раз больше промежутка времени, за который быстрый нейтрон прошел бы сквозь область размером с ядро. Однако типичные черты распределения ядерных уровней могут быть легко объяснены, если мы представим себе, что стационарные состояния ядра должны соответствовать какому-то квантованному коллективному типу движения всех составляющих его частиц. Действительно, быстрое сближение соседних уровней ядра при возрастании энергии напоминает (А, стр. 346) своим характером множество линейных комбинаций, которые можно составить из некоторого числа независимых величин (см. добавление I). Распределение уровней в ядре имеет поэтому большое сходство с распределением квантовых состояний твердого тела, известным из теории теплоемкости при низких температурах (см. добавление II).

Эта аналогия дает повод провести более непосредственное сравнение между возбуждением ядра и колебаниями упругих тел; сравнение упрощается тем, что за исключением самых легких ядер плотность материи и энергии практически одинаковы во всех ядрах. В самом деле, если

обозначить через N полное число протонов и нейтронов в таком ядре, то объем его выразится приближенно в виде

$$V=N\delta^3, \qquad (1)$$

где постоянная δ равна приблизительно $3\cdot10^{-13}$ и может быть принята за диаметр ячейки, занимаемой каждой отдельной частицей в ядре. Далее, средняя кинетическая энергия каждой частицы в таких ядрах приближенно выразится простой формулой

$$K=\frac{h^2}{3\delta^2\mu}, \qquad (2)$$

где h — постоянная Планка, а μ — масса протона или нейтрона (так как их массы почти равны между собой). Это дает для K приближенно 20 *Мэв*, а так как измерения дефекта массы дают для средней энергии связи нейтрона или протона приблизительно по 10 *Мэв*, то средняя потеря потенциальной энергии на одну ядерную частицу оказывается около 30 *Мэв*. Если величину δ можно рассматривать как единицу длины, характерную для ядерных задач, то единицей времени, подходящей для таких задач, будет промежуток времени τ, необходимый для того, чтобы элементарная частица с кинетической энергией K прошла расстояние δ. Порядок величины этого промежутка времени, приближенно выражающегося формулой

$$\tau=2\frac{\mu\delta^2}{h}, \qquad (3)$$

равен 10^{-22} *сек*.

Далее, энергия возбуждения тяжелых ядер очень мала по сравнению с полной кинетической энергией NK нормального состояния ядра; этот факт подсказывает нам уподобление возбуждений ядра колебаниям объема и формы некоего шара, возникающим под действием сил упругости ε или поверхностного напряжения ω, заданных выражениями типа

$$\varepsilon=C_\varepsilon K\delta^{-3}, \quad \omega=C_\omega K\delta^{-2}, \qquad (4)$$

где безразмерные множители C_ε и C_ω должны быть приблизительно постоянными для всех ядер, кроме самых легких. Таким образом, ν_ε и ν_ω, частоты колебаний простейшего вида для шара объемом V и с плотностью σ, выражаются обычными формулами

$$\nu_\varepsilon\sim\varepsilon^{1/2}V^{-1/3}\sigma^{-1/2}, \quad \nu_\omega\sim\omega^{1/2}V^{-1/2}\sigma^{-1/2}, \qquad (5)$$

которые можно легко проверить из соображений размерности. Полагая $\sigma=\mu\delta^{-3}$ и пользуясь формулами (1), (2) и (4), мы получаем из (5)

для разностей энергий между последовательными квантовыми состояниями ядра, соответствующих таким колебаниям, следующие выражения:

$$\Delta_\varepsilon E = h\nu_\varepsilon \sim \sqrt{8C_\varepsilon}\, N^{-1/3} K,$$

$$\Delta_\omega E = h\nu_\omega \sim \sqrt{8C_\omega}\, N^{-1/2} K. \qquad (6)$$

Так как численные значения постоянных C_ε и C_ω определить трудно, то главная ценность этих формул заключается в том, что они дают изменение разностей энергий в зависимости от N. Таким образом, тот факт, что средние разности энергий между наиболее низкими возбужденными состояниями ядер изменяются определенно быстрее, чем $N^{-1/3}$, и даже немного быстрее, чем $N^{-1/2}$, показывает, что по крайней мере в случае более тяжелых ядер наиболее слабые возбужденные состояния нельзя приписывать колебаниям, соответствующим $\Delta_\varepsilon E$: присутствия таких колебаний можно ожидать лишь при более сильных возбуждениях. Все же то обстоятельство, что выражение для $\Delta_\omega E$ лучше соответствует тому, каким образом среднее расстояние между наиболее низкими уровнями убывает с N, наводит на мысль о более непосредственном сравнении между поверхностными колебаниями и основными частотами (модами) возбуждения ядер, обусловливающими распределение уровней. Однако собственная поверхностная энергия ядер, вычисленная на основании кривых дефекта массы[1] и подставленная в (4) и (6), дает для $\Delta_\omega E$ значения, превышающие миллион электронвольт даже для тяжелых ядер, для которых среднее расстояние между уровнями, наверное, не больше нескольких сотен тысяч электронвольт. Это указывает на то, что подобные сравнения наталкиваются на большие затруднения (см. добавление III).

Очевидно, что все подобные простые соображения могут в лучшем случае служить для первой ориентировки в вопросе о возможном происхождении возбуждения ядер. Для более точного обсуждения этого вопроса требуются более подробные соображения относительно специального характера взаимодействия между отдельными частицами ядра, а также относительно устойчивости ядер и механизма их возбуждения. Недостаточность одних простых соображений явствует не только из известной периодичности кривых дефекта массы, но и из заметной разницы в расстояниях от основного уровня до возбужденных уровней, наблюдаемой для ядер с четным и с нечетным атомным весом и номером. Эти эффекты, очевидно, следует приписать различной степени насыщенности связей между парами ядерных частиц; мы имеем в виду связи, которые можно получить для таких ядер при более строгом кван-

[1] C. F. Weizsäcker. Die Atomkerne. Leipzig, 1937.

товомеханическом рассмотрении соответствующей системы многих тел на основании ограничений, предписываемых принципом Паули. Ввиду наличия тесной связи между движениями частиц ядра сейчас еще довольно трудно сказать, насколько надежными являются выводы, касающиеся обменного характера или зависимости от спина специфических ядерных сил, если эти выводы основаны на изучении моделей ядра со слабой связью между частицами.

В частности, всякая попытка объяснить значение спина, приписывая орбитальные моменты количества движения отдельным частицам в ядре, представляется нам совершенно неоправданной. На самом деле мы должны предположить, что всякий орбитальный момент количества движения распределен между всеми частицами, составляющими ядро, подобно моменту количества движения вращающегося твердого тела. Обозначив через J момент инерции, мы получаем величину

$$\Delta_r E = \frac{h^2}{8\pi^2 J} \sim N^{-5/3} K \qquad (7)$$

в качестве приближенной оценки величины разностей энергий между самыми низкими квантовыми вращательными состояниями. Для тяжелых ядер формула (7) дает значения, малые по сравнению со средним расстоянием между уровнями; поэтому возможно, что формула (7) дает объяснение тонкой структуры, наблюдаемой у многих энергетических уровней таких ядер. Однако часть этой тонкой структуры, а может быть, и многие другие характерные черты структуры распределения низких уровней можно, вероятно, приписать [1] взаимной ориентации спинов ядерных частиц и получающемуся отсюда результирующему моменту количества движения ядра (см. добавление IV).

§ 3. Излучательные свойства ядер

Изучение так называемой внутренней конверсии γ-лучей показывает, что свойства полярности излучения, испускаемого возбужденными ядрами, часто существенно отличны от полярности излучения возбужденного атома, в котором только один электрон находится в аномально высоком квантовом состоянии. В случае атома наиболее интенсивное излучение бывает всегда дипольного типа; в случае же излучающего ядра оказываются сравнительно интенсивными излучения, соответствующие полюсам более высокого порядка. Правда, этого как раз и можно

[1] Это, по-видимому, неверно: см. примечание редактора к добавлению IV. — *Прим. ред.*

было бы ожидать, если бы мы считали, что ядра состоят целиком из составных частей, подобных α-частицам, обладающим одной и той же массой и одинаковыми зарядами; в самом деле, в этом случае электрический центр всегда будет совпадать с центром масс, что исключает появление дипольного момента[1]. Вообще же приходится считать, что ядра построены из протонов и нейтронов. В этом случае следует, очевидно, ожидать появления дипольных моментов. Это будет так совершенно независимо от характера сил, действующих между частицами, если только мы предполагаем, что связь между частицами настолько слаба, что состояние ядра можно описать, приписывая каждой отдельной частице вполне определенные квантовые состояния.

Если же, наоборот, связь между движениями отдельных частиц предполагается настолько тесной, что мы имеем дело с коллективно-квантованными состояниями ядра как целого, то положение, очевидно, будет совершенно другим. Действительно, если только возбуждение не настолько велико, чтобы существенно повлиять на относительное положение соседних частиц, то следует ожидать, что излучательные свойства ядра будут сильно походить на излучение вращающегося тела, обладающего практически равномерным распределением заряда; благодаря приближенному совпадению центров массы и заряда дипольные моменты будут при этих условиях отсутствовать или по крайней мере будут сильно подавлены. Такое сравнение дает также возможность количественно оценить вероятность процессов излучения, связанных с захватом нейтрона. В самом деле, при колебании ядерной материи с частотой ν и амплитудой α квадрупольное излучение, испускаемое в единицу времени, приближенно будет

$$R \sim (2\pi\nu)^6 \frac{E^2}{c^5} \alpha^2 d^4, \tag{8}$$

где $E = Ze$ — полный электрический заряд, а $d = \delta N^{1/3}$ — диаметр ядра. Далее мы имеем для низкого квантового состояния

$$h\nu \sim (2\pi\nu)^2 \alpha^2 d^2 M, \tag{9}$$

где $M = N\mu$ — полная масса ядра. Исключая α из (8) и (9), мы получаем для вероятности перехода (в единицу времени), сопровождаемого излучением, выражение

$$\Gamma_r = \frac{R}{h\nu} \sim \tau^{-1} (2\pi\nu)^4 \frac{e^2}{hc} \frac{Z^2\delta^4}{N^{1/3}c^4}. \tag{10}$$

Но время жизни возбужденных состояний ядра, образованного при столкновении медленного нейтрона с тяжелым ядром, соответствует зна-

[1] Ср.: N. Bohr. Journ. Chem. Soc., 1932, p. 381 (статья 37, стр. 107. — *Прим. ред.*).

чению Γ_r, равному приблизительно $\tau^{-1}\cdot 10^{-7}$. Это согласуется с соотношением (10), если $h\nu$ будет порядка миллиона электрон-вольт для наиболее вероятного перехода, сопровождаемого излучением; такое значение $h\nu$ в общем согласуется с экспериментальными данными.

Конечно, соотношение (10) справедливо только для случая перехода, действительно сопровождаемого квадрупольным излучением. Для тех же состояний возбуждения, которые соответствуют радиальным пульсациям или простым вращениям, исчезает и квадрупольный момент, и переходы, сопровождаемые излучением, становятся еще менее вероятными [1]. Что же касается вопроса о сопровождаемых излучением переходах между любыми двумя уровнями возбужденного ядра, то необходимо отметить, что различные возможные типы колебаний не будут, вообще говоря, независимыми друг от друга. В самом деле, расчет амплитуды этих колебаний, сделанный при помощи формулы (9), показывает, что даже для тяжелых атомов эти амплитуды будут малы по сравнению с размерами ядра только для самых низких квантовых состояний. Поэтому вообще между упругими колебаниями различных типов, вероятно, существует тесная связь, которая может объяснить часто наблюдаемое появление сравнительно жесткого излучения возбужденных ядер, соответствующего переходам между отдельными ядерными уровнями [2]. В связи с этим можно надеяться, что дальнейшие опыты над излучением, испускаемым возбужденными ядрами, и над распадом ядер под действием γ-лучей помогут выяснить вопрос о механизме возбуждения ядер (см. добавление V).

§ 4. Вылет нейтронов из возбужденных ядер

Как уже указывалось в § 1, распад составной системы, образующейся в процессе превращения ядер, следует рассматривать как событие, зависящее исключительно от состояния этой системы, а отнюдь не от того, каким путем она образовалась. В самом деле, для такого распада необходимо, чтобы на отдельной частице (которая затем и вылетает) сконцен-

[1] Вейцзекер (C. F. Weizsäcker. Naturwiss., 1936, 24, 813) указал не так давно, что появление так называемых изомеров среди искусственных радиоактивных элементов может быть объяснено чрезвычайно малыми вероятностями, которыми должны обладать для любой модели ядра переходы, сопровождаемые излучением, связанные с изменением момента количества движения на число, кратное $h/2\pi$. В связи с этим было бы, по-видимому, интересно обратить внимание на возможность того, что однородность распределения заряда плотно упакованной материи ядра может также сделать чрезвычайно малыми вероятности переходов, сопровождаемых излучением, равно как и вероятности процессов внутренней конверсии между некоторыми другими парами состояний ядра.

[2] S. Kikuchi, K. Husimi, H. Aoki. Nature, 1936, **137**, 992.

трировалась, так сказать случайно, значительная часть энергии, существовавшей до того в форме внутренних движений ядерной материи. Эти характерные черты ядерной динамики выявляются особенно ясно в случае такого распада составной системы, в результате которого вылетают нейтроны. Действительно, в случае вылета заряженных частиц электрическое отталкивание, простирающееся за пределы радиуса действия собственно ядерных сил, может при некоторых обстоятельствах иметь значительное влияние на вероятность распада; как мы увидим дальше, в § 6, этот существенно квантовый эффект не всегда может быть вполне точно отделен от кинетических условий для отрыва частицы от материи ядра. Даже в случае столкновения с нейтронами нельзя применять соображения классической механики к движению нейтрона вне ядра; это допустимо только, если де-бройлевская длина волны

$$\lambda = \frac{h}{\mu v} \tag{11}$$

меньше размеров ядра или по крайней мере сравнима с ними. Строго говоря, если λ не сравнимо с δ, то не может быть и речи об определенно установившемся взаимодействии между свободным нейтроном и какой-либо частицей внутри ядра. Действительно, образование полуустойчивой составной системы (а такая система при этих условиях получается почти во всех случаях в результате соприкосновения падающего нейтрона с поверхностью ядра) похоже на прилипание молекулы пара к поверхности жидкого или твердого тела. И обратно, распад составной системы, при котором освобождается нейтрон, представляет наглядную аналогию с испарением жидких или твердых веществ при низких температурах.

Эта аналогия была подчеркнута Френкелем в вышедшей недавно статье[1], в которой он путем сравнения с известными формулами для испарения вывел выражение для вероятности вылета нейтрона из возбужденного ядра; в наших обозначениях эту формулу можно записать в виде

$$\Gamma_n = N^{2/3}\tau^{-1}e^{-\frac{W}{kT}}, \tag{12}$$

где W — работа, необходимая для освобождения нейтрона из ядерной материи, T — эффективная температура и k — постоянная Больцмана. Френкель оценивает тепловую энергию ядра, предполагая, что энергия возбуждения распределяется согласно формуле Планка между множеством вибраторов, число которых равно числу степеней свободы системы,

[1] Я. И. Френкель. Sow. Phys., 1936, 9, 533.

состоящей из N частиц. Если U — полная энергия возбужденного ядра, то это дает

$$U=\sum_i \frac{h\nu_i}{e^{\frac{h\nu_i}{kT}}-1}, \qquad (13)$$

где суммирование распространяется на все вибраторы. Полагая, далее, что частоты этих вибраторов все сравнимы с наиболее низкими частотами излучения, испускаемого возбужденными ядрами, Френкель получает для составной системы, образованной столкновением нейтрона с тяжелым ядром, значения для kT, равные нескольким сотням тысяч электрон-вольт. При подстановке в формулу (12) это дает для Γ_n значения, значительно меньшие, чем вероятности вылета нейтрона, вычисленные из опытов. Однако так как W равно около 10 *Мэв,* то эта формула очень чувствительна к тому, как мы оцениваем величину T; действительно, можно получить гораздо лучшее совпадение с экспериментальными данными, если принять в расчет, что возможные колебания ядерной материи обладают весьма различными частотами, лежащими в пределах от значений, даваемых формулами, подобными (7), и до величин порядка kT/h.

Практически вся энергия возбуждения составной системы собрана в небольшом числе колебаний ядерной материи с наименьшими частотами, и, следовательно, температура ядра, вычисленная по формуле (13), будет в несколько раз больше той, которую получает Френкель; эта температура оказывается вполне достаточной, чтобы обеспечить приблизительное совпадение с наблюденными вероятностями распада в тех случаях, когда можно ожидать, что формула (12) достаточно точна. Количественное сравнение обычного испарения и вылета нейтрона из составной системы ограничено в действительности не только трудностями, связанными с точным подсчетом эффективных температур этой системы, но и тем обстоятельством, что возбуждение ядра, остающегося после вылета нейтрона, обычно будет много меньше, чем возбуждение составной системы; при обычном же явлении испарения, наоборот, во время отрыва единичной молекулы газа изменение тепловой энергии тел, участвующих в реакции, настолько мало, что им можно пренебречь. Поэтому от формулы, подобной (12), можно ожидать приблизительно правильных результатов только в том случае, когда среднее возбуждение остаточного ядра, будучи меньше возбуждения составной системы, будет все-таки того же порядка величины (см. добавление VI).

В таких случаях аналогия между вылетом нейтрона из составной системы и обычным испарением дает также простое объяснение относительных вероятностей различных процессов распада, приводящих к различным состояниям возбуждения остаточного ядра. В самом деле, фор-

мула (12) дает прежде всего оценку вероятностей тех процессов распада, при которых энергия вылетающего нейтрона приблизительно такая же, как энергия молекулы газа соответственной температуры; что же касается относительных вероятностей вылета нейтронов с большими скоростями, то следует ожидать, что они будут меньше, приблизительно в согласии с максвелловским распределением скоростей молекул газа. Действительно, такое сравнение дает простое объяснение следующему факту, наблюдаемому при ядерных реакциях, приводящих к отрыву нейтрона: вероятность того, что этот нейтрон покинет ядро, забрав с собой всю имеющуюся энергию, вообще говоря, весьма мала, если эта энергия велика по сравнению с температурной энергией (см. добавление VII).

Подобные рассуждения находятся также в качественном согласии с наблюдаемой большой вероятностью переноса энергии при столкновениях между ядрами и такими нейтронами, которые обладают кинетической энергией, большей, чем разность энергий между нормальными и самыми низкими возбужденными состояниями ядра. Этот эффект, который находится в столь разительном противоречии с обычными представлениями о столкновениях ядер, легко объясняется с новой точки зрения (ср. А, стр. 347). А именно, при таких распадах составной системы, при которых остаточное ядро остается в возбужденном состоянии, для вылета нейтрона требуется меньшая концентрация энергии, имеющейся в ядерной материи, чем при тех процессах распада, при которых ядро остается в нормальном состоянии. При очень бурных столкновениях, когда энергия составной системы сравнима с K или даже больше K, мы должны ожидать, что эту систему покинут несколько частиц в результате последовательных отдельных процессов распада. Если такой процесс распада приводит к вылету нейтрона [1], то его наиболее вероятная энергия будет того же порядка величины, что и температурная энергия составной системы; если же освобождается заряженная частица, то ее энергия будет больше благодаря добавочному эффекту электрического отталкивания за пределами поверхности ядра, которая в случаях, подобных этому, имеет лишь второстепенное значение для самого процесса отрыва (см. § 6).

§ 5. Столкновения с медленными нейтронами

Как уже было указано, в случае столкновения между ядрами и нейтронами, обладающими столь малой кинетической энергией, что их дебройлевская длина волны (11) очень велика по сравнению с размерами

[1] Вылет более чем одного нейтрона в ядерном столкновении недавно был наблюден при столкновении с быстрыми нейтронами Ф. Гейном (F. Heyn. Nature, 1936, 138, 723).

ядра, мы уже не можем говорить сколько-нибудь определенно о соприкосновении между нейтроном и ядром. Следовательно, мы, очевидно, теряем всякое основание для применения обычного механического описания процессов образования или распада составной системы. Убедительным подтверждением этого может служить замечательное явление поглощения медленных нейтронов; для этих процессов были найдены эффективные сечения ядер, в несколько тысяч раз бо́льшие, чем их простые геометрические сечения. В этих сильно избирательных явлениях мы, очевидно, имеем дело с типичным квантовым резонансным эффектом. Поэтому хотя здесь и можно разделить процесс столкновения на достаточно резко разграниченные этапы, но вероятности этих последовательных этапов нельзя вычислить независимо одну от другой.

В первых попытках объяснить наличие такого резонанса предполагалось, что нейтрон движется внутри ядра в фиксированном поле, образующем так называемую потенциальную яму. Благодаря большому падению потенциала кинетическая энергия нейтрона внутри ямы будет действительно настолько большой, что его длина волны станет меньше диаметра ямы, хотя эта длина волны снаружи была много больше. Такое значительное изменение длины волны влечет за собой почти полное отражение нейтронной волны от внутренних стенок ямы; при подходящих значениях энергии нейтрона благодаря этому отражению образуется стоячая волна значительной интенсивности. Как следствие наличия таких полуустойчивых состояний движения нейтрона внутри ядра для этих значений энергии мы будем иметь, во-первых, аномально большой эффект рассеяния, соответствующий вторичному испусканию нейтрона из такого состояния, и, во-вторых, значительную вероятность захвата нейтрона в результате сопровождаемого излучением перехода на более низкий уровень энергии внутри потенциальной ямы.

Хотя эта картина весьма поучительно освещает существенные черты эффекта резонанса, она (как вскоре выяснилось) оказывается недостаточной, чтобы объяснить детали наблюдаемых явлений. В частности, подсчет вероятности радиационных эффектов при таких процессах простого столкновения показывает, что эта вероятность всегда будет больше вероятности захвата или сравнима с ней, что противоречит экспериментальным данным. Опыт показывает, что часто наблюдаемая необычайно большая вероятность захвата медленных нейтронов никогда не сопровождается столь же большим эффектом рассеяния.

Чтобы обойти это затруднение, Г. Брейт и Е. Вигнер[1] предложили несколько иное объяснение резонансных эффектов при столкновениях с медленными нейтронами. По их мысли, в некотором промежуточном состоянии происходит следующее: падающий нейтрон вступает во взаи-

[1] G. Breit, E. Wigner. Phys. Rev., 1936, 49, 519.

модействие с другой ядерной частицей и переводит ее из нормального в более высокое квантовое состояние; сам же нейтрон оказывается связанным в поле ядра в некотором стационарном состоянии с энергией, слишком малой для того, чтобы немедленно вылететь. Действительно, волна падающего нейтрона обладает очень небольшой способностью проникновения в потенциальную яму ядерных размеров; поэтому, как показали указанные авторы, при таких столкновениях достаточно даже сравнительно малой вероятности передачи энергии от нейтрона к другой внутриядерной частице, чтобы изменить в обратную сторону баланс между процессами рассеяния и сопровождаемого излучением захвата. Однако, как уже было указано ранее в А, наблюдаемая чрезвычайная резкость явлений резонанса и их сравнительно частое появление требуют гораздо большего времени жизни промежуточной системы и гораздо более тесного расположения уровней энергии, чем может дать какая бы то ни было модель ядра со слабой связью между отдельными частицами. Способ рассмотрения проблемы резонанса, предложенный Брейтом и Вигнером и состоящий в выводе общих формул для изменения сечений рассеяния и захвата нейтронов в резонансной области, представляет тем не менее определенный шаг вперед, так как эти формулы очень ценны для анализа экспериментальных данных. Обозначая через Γ_n и Γ_r соответственно вероятность распада составной системы с вылетом нейтрона и вероятность ее перехода, сопровождаемого излучением, можно написать эти формулы для сечений в виде

$$\sigma_{\text{расп.}} = \frac{\lambda^2}{4\pi} \frac{\Gamma_n^2}{\left(\frac{(E-E_0)}{h}\right)^2 + \frac{1}{4}(\Gamma_n+\Gamma_r)^2}, \tag{14}$$

$$\sigma_{\text{изл.}} = \sigma_r = \frac{\lambda^2}{4\pi} \frac{\Gamma_n\Gamma_r}{\left(\frac{(E-E_0)}{h}\right)^2 + \frac{1}{4}(\Gamma_n+\Gamma_r)^2}, \tag{15}$$

где λ и E — соответственно длина волны и кинетическая энергия падающего нейтрона, а E_0 — значение энергии, которое следует приписать полустабильному стационарному состоянию составной системы.

Удивительное сходство формул (14) и (15) с известными дисперсионными формулами оптики представляет замечательное обстоятельство, позволяющее сделать ряд заключений по аналогии. В частности, эта аналогия показывает, насколько трудно в резонансных столкновениях отделить вероятность образования составной системы от вероятности процессов излучения и распада этой системы. Относительное количество рассеянных и захваченных нейтронов (отношение сечений) определяется исключительно отношением вероятности распада к вероятности излучения; зависимость же абсолютных величин этих сечений от Γ_n и Γ_r пока-

зывает, каким образом эти вероятности влияют на остроту оптимального резонанса и тем самым на вероятность образования составной системы.

При анализе экспериментальных данных с помощью формул (14) и (15) особенно важно то, что измерение ширины области резонанса

$$\beta = h(\Gamma_n + \Gamma_r) \tag{16}$$

и максимального сечения захвата

$$(\sigma_r)_{\text{макс}} = \frac{\lambda^2}{\pi} \frac{\Gamma_n \Gamma_r}{(\Gamma_n + \Gamma_r)^2} \tag{17}$$

делают принципиально возможным определение обеих величин: как Γ_n, так и Γ_r. Более точный анализ явлений показывает, что для более тяжелых элементов Γ_r будет порядка 10^{14} *сек*$^{-1}$ и что отношение Γ_r к Γ_n для нейтронов тепловой скорости равно около 10^3. Следует ожидать, что с изменением энергии Γ_r будет на протяжении значительного интервала энергий меняться лишь медленно; что же касается Γ_n, то из совершенно простых квантовых соображений вытекает, что в той области энергий, где длина волны нейтрона велика по сравнению с размерами ядра, Γ_n должно быть прямо пропорционально скорости падающего нейтрона. В самом деле, в таком случае баланс между процессами будет зависеть только от вероятности нахождения нейтрона вблизи ядра [1]. Поэтому мы должны ожидать, что для энергий нейтронов, близких к 10^5 *эв*, Γ_n и Γ_r будут одного порядка величины. Для еще бо́льших энергий следует ожидать, что Γ_n будет возрастать еще быстрее и скоро станет много больше, чем Γ_r, что согласуется с экспериментальными данными о столкновениях с быстрыми нейтронами [2].

В формулах (14) и (15) предполагается, что причиной аномального изменения сечений захвата и рассеяния является только одно полу-

[1] Как было указано Фришем и Плачеком (D. R. Frisch, G. Placzek. Nature, 1936, **137**, 357) и Уиксом, Ливингстоном и Бете (P. Weeks, M. Levingstone, H. Bethe. Phys. Rev., 1936, **49**, 471), подобные простые рассуждения дают прямой метод определения небольших скоростей нейтронов. В самом деле, для процесса распада ядра, вызванного столкновениями с медленными нейтронами и ведущего к испусканию быстрых α-лучей, сечение будет в хорошем приближении и для большой области энергий обратно пропорционально скорости нейтрона. Действительно, в подобном случае время жизни составной системы будет очень мало, и все типичные явления резонанса исчезнут; это видно и из формулы (15), если β, определяемое из (16), очень велико по сравнению с энергией падающих нейтронов во всей рассматриваемой области.

[2] В недавней статье Бете и Плачека (H. Bethe, G. Placzek. Phys. Rev., 1937, **51**, 450) дан подробный анализ экспериментальных данных, касающихся столкновений с медленными нейтронами. В статье выведены формулы немно́го более общего типа, чем (14) и (15), в которых явно принято в расчет влияние спиновых свойств рассматриваемых ядер на явления резонанса.

стабильное состояние составной системы. Но совершенно так же, как и в случае оптической дисперсии, здесь можно учесть и комбинированные эффекты нескольких резонансных уровней, если только ширина каждого уровня мала по сравнению с расстоянием между соседними уровнями. В случае же, если у составной системы в рассматриваемой области энергий распределение уровней является непрерывным, такой анализ не приводит к определенному результату. Но если в этой области длина волны падающего нейтрона все-таки велика по сравнению с размерами ядра, то сечение рассеяния и захвата будет выражаться простой формулой (17), если только понимать в ней под Γ_n и Γ_r медленно изменяющиеся вероятности распада и излучения составной системы. В самом деле, в отличие от случая столкновения с быстрыми нейтронами, в этой области сечения определяются балансом между процессами образования и распада составной системы; это очень напоминает то, что происходит при полном резонансе (см. добавление VIII).

§ 6. Испускание заряженных частиц ядром

Как известно из квантовомеханического объяснения распада радиоактивных ядер, при котором испускаются α-лучи, заряженная частица может вылетать из ядра, даже если ее потенциальная энергия в области, непосредственно прилегающей к самой поверхности ядра, будет больше, чем ее кинетическая энергия на больших расстояниях. И действительно, мы имеем весьма поучительное объяснение характерной зависимости между энергией, с которой α-лучи вылетают из радиоактивных ядер, и средним временем жизни таких ядер; это объяснение вытекает из сравнения такого рода распада с прохождением частицы через фиксированный потенциальный барьер, окружающий ядро. Такой барьер образуется в результате комбинированного действия сил притяжения между ядерными частицами при малых расстояниях и их электростатического отталкивания за пределами радиуса действия этих сил. Как известно из теории Гамова, таким путем для вероятности распада в единицу времени получается выражение

$$\Gamma_\alpha \sim \tau^{-1} \exp\left(-\frac{4\pi}{h}\int_a^b \sqrt{2m[P(r)-E]}\,dr\right), \tag{18}$$

где m и E — масса частицы и энергия, с которой она вылетает, $P(r)$ — потенциал частицы на расстоянии r от центра ядра, a — внутренний радиус этого барьера и b — классическое расстояние наибольшего сближения.

Формула (18) служила, в частности, основой для оценки радиусов радиоактивных ядер по их известным постоянным распада. Однако надежность таких вычислений была поставлена под сомнение, с тех пор как было установлено решающее влияние обмена энергиями между отдельными ядерными частицами на вероятность вылета незаряженных частиц из составной системы, образованной в результате ядерных столкновений. В самом деле, мы должны иметь в виду, что нельзя считать, будто α-частица до своего вылета свободно двигалась в потенциальной яме. Напротив, ее вылет из ядра мы должны рассматривать как процесс, состоящий из двух более или менее резко разграниченных этапов. Первый из них состоит в отрыве α-частицы от ядерной материи, а второй — в проникновении ее в виде свободной частицы сквозь потенциальный барьер. Сравнивая первый этап этого процесса с вылетом быстрых нейтронов и сильно возбужденных ядер, Бете в недавно опубликованной статье[1] пришел к выводу, что проницаемость барьера для α-частиц должна быть во много раз больше, чем это принималось до сих пор. Он получил таким путем значительно бо́льшие значения радиусов ядер, чем те, которые принимаются обычно; такие радиусы потребовали бы радикального изменения всех расчетов влияния внеядерных электрических сил на реакции заряженных частиц.

При оценке такого рода аргументации не следует забывать, что только внешний склон барьера вполне определяется действующим на больших расстояниях электрическим отталкиванием между отдельными ядерными частицами; внутренний же подъем его зависит главным образом от специфических ядерных сил, действующих на малых расстояниях. Следовательно, ядерные силы не будут препятствовать распаду воображаемого ядра, которое осталось бы после полного удаления барьера, в той же мере, в какой они препятствуют вылету нейтральной частицы из реальных ядер. Очевидно, что разница между этими двумя процессами будет тем больше, чем выше гребень потенциального барьера поднимается над энергией вылетающей частицы. В частном случае радиоактивных ядер, находящихся в нормальном состоянии, когда высота барьера для α-лучей того же порядка, что и K, неустойчивость ядерной системы, остающейся после удаления этого барьера, по-видимому, настолько велика, что вероятность распада ядра практически определяется одним только действием барьера. Поэтому, несмотря на неточность, присущую всем определениям радиусов ядер, произведенным без более точного учета разницы между различными возможными типами ядерных реакций, радиусы радиоактивных ядер, вычисленные с помощью формул типа (18), едва ли сильно изменятся, если принять во внимание новую постановку задачи как задачи многих тел (см. добавление IX).

[1] H. Bethe. Phys. Rev., 1936, 50, 977.

Как уже отмечено в § 4, в сильно возбужденных составных ядрах, образовавшихся при столкновениях, непосредственное действие сил отталкивания часто сводится просто к последующему ускорению заряженных частиц, испаряющихся из ядерной материи; поэтому соотношение между влиянием этих сил отталкивания и влиянием обмена энергиями между отдельными ядерными частицами на вероятности распада будет обратным тому, которое наблюдается при α-распаде радиоактивных ядер в их нормальном состоянии. Указанное действие сил отталкивания (ускорение вылетевшей частицы) особенно ясно проявляется в хорошо изученных превращениях ядра, вызванных столкновениями α-лучей с легкими ядрами, в результате которых вылетают очень быстрые протоны. Оказывается, что после вылета протона более вероятно, что ядро останется в возбужденном, а не в нормальном состоянии, если только энергия достаточно велика; это походит на обстоятельства, сопровождающие вылет нейтрона. Единственная разница между относительным количеством различных групп протонов, появляющихся при таких превращениях, и тем же фактором для соответствующих групп нейтронов состоит в том, что благодаря отталкиванию даже самые медленные протоны обладают энергиями, значительно превышающими температуру составного ядра. Что же касается вычисления абсолютных значений вероятностей распада при помощи формул испарения типа (12), то следует помнить, что нельзя просто отождествлять скрытую теплоту испарения с энергией, необходимой для удаления на бесконечность протона при нормальном состоянии составного ядра; к этой энергии нужно прибавить потенциал протона у самой поверхности ядра с наружной ее стороны.

§ 7. Столкновения между заряженными частицами и ядрами

Если энергия заряженных частиц, сталкивающихся с ядром, достаточно велика (например, сравнима с энергией быстрых нейтронов), то в ядерных превращениях, вызванных такими столкновениями, мы можем рассматривать образование составной системы как прямое следствие соприкосновения падающей частицы с первоначальным ядром. В случае заряженных частиц энергия, конечно, должна быть столь велика, чтобы даже после преодоления частицей отталкивания электростатического поля, окружающего ядро, длина волны ее оставалась малой по сравнению с размерами ядра. Для столкновения очень быстрых α-частиц с более легкими ядрами приближенное выполнение этих условий (которые являются условиями возможности элементарной трактовки механизма образования составной системы) доказывается тем фактом, что полный выход процессов распада почти не зависит от скорости падающих частиц. Это выступает ясно в тех случаях, когда в результате столкновений мо-

гут вылетать в сравнительно больших количествах как протоны, так и нейтроны; для этих случаев было найдено, что сумма количества испущенных протонов и нейтронов остается для большой области энергий α-лучей замечательно постоянной, даже если их относительные количества и сильно меняются внутри этой области[1]. В то же время это наблюдение показывает весьма убедительно, что вылетающие при таких столкновениях протоны и нейтроны не имеют прямого индивидуального отношения к падающим α-лучам, но что испускание протонов и нейтронов представляет собой два конкурирующих между собой процесса распада составной системы[2].

В случае столкновений с α-лучами, обладающими меньшей энергией, мы встречаемся с более сложным положением отчасти потому, что уровни энергии составной системы уже не будут распределены непрерывно, но отделены друг от друга более или менее резко, а отчасти и потому, что установление контакта между падающей частицей и первоначальным ядром представляет само по себе типичную квантовую задачу. Что касается последнего вопроса, то всем хорошо известно, что гамовская теория прохождения частицы сквозь потенциальный барьер позволяет удовлетворительно объяснить изменение выхода с увеличением энергии α-лучей во многих случаях распада ядра, вызванного столкновением с α-лучами. В некоторых случаях распада ядер, сопровождаемого вылетом весьма быстрых протонов, наблюдались замечательные максимумы выхода для определенных энергий α-лучей. Однако очевидно, что эти максимумы не могут быть объяснены обычным путем, который состоит в следующем: падающей α-частице приписывается полустабильное состояние внутри барьера; из этого состояния α-частица может, согласно этому обычному объяснению, перейти к некоторому более низкому квантовому состоянию, причем этот переход сопровождается переходом протона с нормального уровня энергии внутри ядра на уровень, достаточно высокий для того, чтобы этот протон мог вылетать. В подобных объяснениях резонансных эффектов как α-частица, так и протон предполагаются в первом приближении движущимися в фиксированном поле ядра.

Но ни одно подобное объяснение никоим образом не может быть согласовано с наблюдаемой большой вероятностью испускания протонов в результате столкновений с более быстрыми α-частицами, которые должны легко проникать внутрь ядра. Действительно, уже несколько лет

---

[1] O. Haxel. Zs. f. Phys., 1935, 93, 400.

[2] См.: O. Haxel. Цит. соч.[1] Этот взгляд недавно был поддержан также Харкинсом (W. D. Harkins. Proc. Nat. Acad. Sci., 1937, 23, 120), который, не разбирая более подробно вопроса о механизме ядерных реакций, уже несколько лет назад стал защищать ту точку зрения, что ядерные превращения всегда начинаются с образования составной системы.

назад Моттом[1] было указано следующее. Упомянутый опытный факт заставляет предполагать, что связь между α-частицей и протоном должна быть настолько сильной, что резонанс не может развиться даже и при меньших энергиях α-лучей, для которых проникновение α-частицы в ядро уже существенно зависело бы от потенциального барьера, тогда как для протона избыток энергии был бы еще достаточен, чтобы он мог беспрепятственно пройти над гребнем барьера.

Рассматриваемый резонансный эффект следует, очевидно, приписать совпадению суммы энергии свободной α-частицы и первоначального ядра с энергией какого-то стационарного состояния составной системы, соответствующего некоторому квантованному коллективному типу движения всех составляющих его частиц. Острота этих состояний, а стало быть, и эффект резонанса будут зависеть от времени жизни составной системы, которое определяется суммой вероятностей различных конкурирующих между собой процессов распада системы. За исключением особых случаев наиболее вероятным процессом будет испускание протонов; как ясно видно из упомянутого в § 6 распределения скоростей вылетевших протонов, это испускание их связано с процессом, подобным испарению ядерной материи, и наличие вне ядра отталкивающих сил будет влиять на него лишь косвенно. Это согласуется с наличием резонанса в той области энергии, где протон может без труда перескочить через потенциальный барьер; кроме того, это объясняет тот факт, что ширина резонансных уровней для не слишком быстрых α-лучей меняется лишь медленно с возрастанием энергии α-лучей, хотя легкость, с которой α-частица проходит сквозь потенциальный барьер, должна была бы возрастать очень быстро с увеличением ее энергии.

При более подробном обсуждении ядерных превращений, вызванных столкновением с α-частицами, следует далее принимать во внимание, что длина волны α-частицы, даже в области резонанса, обычно бывает того же порядка величины, как размеры ядра; поэтому нужно особо учитывать возможность различных значений ее момента количества движения относительно ядра и влияние их на абсолютные значения эффективных сечений процесса распада. Влияние это, в частности, скажется при оценке относительной роли потенциального барьера и внутриядерного обмена энергиями в создании вероятности вылета α-частиц в данной области энергий. В связи с этим интересно также отметить, что явление так называемого аномального рассеяния α-лучей при близких столкновениях с ядрами нельзя приписывать исключительно отклонению α-луча в постоянном силовом поле, как это делается обычно; это явление может существенно зависеть от возможности временного захвата α-частицы и

[1] N. F. Mott. Proc. Roy. Soc., 1931, 133, 228.

включения в составное ядро, которое затем испускает ее в результате самостоятельного процесса распада.

При превращениях ядер, вызванных искусственно ускоренными протонами, преобладающее влияние на все явление будут иметь силы отталкивания, что обусловлено сравнительно малой энергией падающей частицы. Это видно также по той большой точности, с какой из гамовской теории получается относительное изменение количества вылетевших частиц в зависимости от энергии протона (за исключением случаев особенно острого резонанса). Простые вычисления вероятности прохождения протонов сквозь потенциальный барьер не могут, однако, объяснить, почему при бомбардировке различных ядер получаются столь сильные различия в абсолютных значениях выхода процессов превращения. Эти специфические эффекты в самом деле очень убедительно показывают, насколько сильно вероятность образования составной системы может (в собственно квантовой области) зависеть от вероятности процессов распада той же системы; эта последняя вероятность в свою очередь может в большей степени зависеть от спиновых свойств первоначального ядра и продуктов его распада [1, 2].

В частном случае сильно избирательного захвата медленных протонов некоторыми легкими ядрами мы встречаемся с особенно поучительной аналогией с захватом медленных нейтронов; эта аналогия касается того, как сечение захвата зависит от вероятности вылета протона и от вероятностей переходов, сопровождаемых излучением. В то же самое время оба эти явления (захват протона и захват медленного нейтрона) представляют крайние различия в механическом отношении. Действительно, сечение захвата протона и ширина области резонанса могут, очевидно, быть выражены общими формулами того же типа, как (15) и (16). Но вероятность вылета нейтрона Γ_n зависит только от обмена энергиями внутри ядерной материи, тогда как соответствующая вероятность вылета протона Γ_p будет также сильно зависеть от внеядерного отталкивания. Все же благодаря сильному возбуждению составной системы этот случай существенно отличается от рассмотренного в § 6 случая α-распада радиоактивных ядер, находящихся в нормальном состоянии, и влияние на механизм выбрасывания протона из ядра будет здесь сравнимо с действием барьера.

В превращениях, вызванных столкновениями с дейтронами, проявляются существенно новые черты. Отдача в этих превращениях часто бывает (для довольно больших областей энергии) гораздо больше ожидаемой на основании вычисления квантовой вероятности того, что мате-

1 M. Goldhaber. Proc. Camb. Phil. Soc., 1934, 30, 361; L. R. Hafstad, N. P. Heydenburg, M. A. Tuve. Phys. Rev., 1936, 50, 504.

2 См. добавление IV.

риальная точка с таким же зарядом и такой же массой, как у дейтрона, достигает поверхности ядра. Как указали Оппенгеймер и Филиппс[1], мы должны принимать здесь во внимание, что благодаря сравнительно большим размерам и малой устойчивости дейтрона он может во время столкновения расщепиться, в результате чего нейтрон захватывается ядром, а протон отталкивается внешним полем ядра. Для самых малых скоростей дейтрона эта гипотеза действительно дает, по-видимому, удовлетворительное объяснение экспериментальным данным. Для несколько бо́льших скоростей дейтронов, но когда энергия все еще слишком мала для того, чтобы проникновение заряженной материальной точки внутрь ядра могло стать достаточно вероятным, необходимо уже учитывать следующее обстоятельство: если области, в которых движутся элементарные частицы, составляющие соответственно ядро и дейтрон, наложатся друг на друга хотя бы частично, то в результате может получиться полное слияние обеих систем в полустабильное составное ядро.

Благодаря слабой энергии связи дейтрона возбуждение составного ядра будет теперь почти в два раза больше, чем возбуждение при столкновении с нейтроном или протоном. Но и тут энергия возбуждения составной системы будет по сравнению с полной энергией связи ее частиц настолько малой, что столкновение можно будет расчленить на два хорошо разграниченных этапа подобно тому, как это можно делать при изучении других ядерных превращений. Исключением может быть только случай взаимного столкновения двух дейтронов; в этом случае промежуточное сколько-нибудь устойчивое состояние не может образоваться потому, что полная энергия системы слишком мало отличается от энергии двух свободных протонов и двух свободных нейтронов.

Получаемое в столкновениях с дейтронами высокое возбуждение составной системы как раз и обусловливает большое разнообразие процессов ее распада; оно дает много поучительных примеров конкуренции различных возможностей, в результате которой получается окончательный продукт ядерной реакции.

Добавления

I. При упрощающем предположении, что каждый уровень представляет комбинацию некоторого числа величин, принимающих почти равноотстоящие значения, можно просто рассчитать плотность уровней ядра для высоких возбуждений. Обозначим через $p(n)$ число возможных способов представления целого числа в виде суммы меньших положительных целых чисел. Для $p(n)$ была выведена Г. Харди и С. Рамануджаном[2]

[1] J. R. Oppenheimer, M. Phillips. Phys. Rev., 1935, 48, 500.

[2] G. N. Hardy, S. Ramanujan. Proc. London. Math. Soc., 1918, XIII, 75.

асимптотическая формула, на которую нам недавно было указано. Для больших значений n эту формулу можно приближенно написать в виде

$$p(n) \sim \frac{1}{4\sqrt{3}\,n} e^{\pi\sqrt{\frac{2}{3}n}}.$$

Возьмем за единицу значение энергии, равное $2 \cdot 10^5$ *эв*, приблизительно соответствующее среднему расстоянию между самыми низкими уровнями более тяжелых ядер. Для числа комбинаций, при помощи которых можно получить энергию возбуждения, равную $8 \cdot 10^6$ *эв*, мы найдем тогда значение[1] $p(40) \sim 2 \cdot 10^4$. Это значит, что среднее расстояние между уровнями равно около 10 *эв*, что грубо соответствует плотностям распределения уровней, вычисленным из столкновений с медленными нейтронами.

II. Более точное теоретическое рассмотрение характерных черт распределения уровней в ядре было дано Бете[2] (см. также А). На основании общих теорем статистической механики, дающих связь между энтропией термодинамической системы и средней энергией, Бете произвел оценку плотности уровней энергии сильно возбужденного ядра для двух различных упрощенных моделей возбуждения ядра. В первой модели ради простоты совершенно не принимается во внимание связь между движениями отдельных частиц в ядре, а энергия возбуждения сравнивается с энергией так называемого Ферми-газа при низких температурах. Во второй модели связь предполагается сильной, но вся энергия возбуждения приписывается капиллярным колебаниям ядерной материи (колебаниям того же типа, как упомянутые выше в тексте). Хотя действительные условия в ядре не воспроизводятся правильным образом ни в одной из этих моделей, вычисления Бете весьма интересны. Они дают поучительные примеры того, каким именно образом типичный характер схемы ядерных уровней получается из представления, что энергия возбуждения распределена между ядерными частицами так, как соответствовало бы тепловому равновесию.

Дальнейшие интересные результаты по этой проблеме были получены Вайскопфом[3]. Здесь без каких-либо специальных предположений относительно природы возбуждения ядра была вычислена термодинамическим путем плотность уровней ядра в предположении, что среднее значение энергии возбуждения для тяжелого ядра пропорционально квадрату его абсолютной температуры. Это условие (которое выполняется и в первом из двух частных случаев, рассмотренных Бете) в действительности означает, что собственные колебания в ядрах обладают почти равноот-

---

[1] Точное значение p (40) равно 37 338. — *Прим. ред.*

[2] H. Béthe. Phys. Rev., 1936, 50, 352.

[3] W. Weisskopf. Phys. Rev., 1937, 52, 295; Sov. Phys., 1937, 11, 556.

стоящими значениями энергии. Поэтому интересно отметить, что формулы для плотности ядерных уровней, полученные из термодинамических аналогий, практически совпадают, по крайней мере в отношении экспоненциальной зависимости от полной энергии возбуждения ядра, с выражением для $p(n)$ из добавления I, если под числом n понимать меру полной энергии, выраженную через разности энергий между низшими уровнями, принятые за единицу.

III. Вопрос о природе возбуждения ядра связан с большими трудностями, проистекающими не только от недостаточности наших сведений о специфических ядерных силах, но и от сложного характера соответствующей квантовой задачи. Поэтому цель наших простых замечаний в тексте состоит прежде всего в обсуждении некоторых возможностей упрощенного полуэмпирического подхода. В этом отношении наличие квазиупругих колебаний ядра подсказывается соображениями, основанными непосредственно на принципе соответствия; однако весьма сомнительно, чтобы подобные рассуждения были законны в применении к аналогии между возбуждением ядра и капиллярными колебаниями. В самом деле, с этой аналогией связано уподобление ядра невязкой жидкости, которое едва ли является обоснованным ввиду сильной связи между движениями отдельных частиц в ядре. Кроме того, как любезно указал проф. Пайерлс на недавней дискуссии в Копенгагене, подобное уподобление заставило бы нас рассматривать и другие типы ядерных движений, что, в частности, было бы несовместимо с упомянутым в тексте уподоблением вращательного движения ядра вращательному движению твердого тела.

IV. Вопрос о взаимодействии между орбитальными моментами количества движения и спинами ядерных частиц часто обсуждался не только в связи со значениями спинов ядер, но и при попытках объяснить замечательные правила отбора для различных ядерных превращений. Обычно эти эффекты приписываются слабой связи между орбитальными моментами отдельных частиц и их спинами, подобной связи в атомах. В недавней статье Калькара, Оппенгеймера и Сербера[1] показано, однако, что эти правила, по-видимому, можно объяснить на основе предположения, что полный момент количества движения и полный спин ядерных частиц связаны достаточно слабо, чтобы можно было говорить об их взаимной ориентации[2].

V. Попытка такой трактовки ядерного фотоэффекта, которая находилась бы в согласии с изложенными здесь взглядами на возбуждение ядер и на их излучение, сделана в недавней статье Калькара, Оппенгеймера

[1] F. Kalckar, J. Oppenheimer, R. Serber. Phys. Rev., 1937, 52, 279.

[2] Это предположение, по-видимому, неверно, но для объяснения правил отбора оно и не нужно, так как эти правила вытекают из свойств симметрии ядра по отношению к отражениям. — *Прим. ред.*

и Сербера[1]. В частности, там показано, как из замечательных опытов Боте и Гентнера с α-лучами большой энергии[2] можно вычислить вероятности сопровождаемых излучением переходов из возбужденных состояний ядра в нормальное состояние. Для ядер среднего атомного веса и для возбуждения в 17 *Мэв* эти вероятности в некоторых случаях оказываются порядка $\tau^{-1} \cdot 10^{-9}$, т. е. около 1/100 наибольшей вероятности излучения для таких ядер. Эта сравнительно большая вероятность таких далеких переходов резко отличается от того, чего можно было на первый взгляд ожидать, если просто сравнивать[3] излучение возбужденного ядра с излучением черного тела при температуре около миллиона электронвольт на каждую степень свободы (см. § 4). Впрочем, такое сравнение связано с трудностями, происходящими от высокой полярности ядерного излучения и от упомянутой в тексте тесной связи между различными способами возбуждения (собственными колебаниями). Кроме того, тот факт, что выход ядерного фотоэффекта меняется от элемента к элементу довольно нерегулярным образом, заставляет думать, что в переходах из этих сильно возбужденных состояний ядра в его нормальное состояние проявляются какие-то особые свойства механизма излучения, быть может, связанные с появлением дипольных моментов.

VI. Более подробное рассмотрение условий применимости формулы испарения обычного типа к задачам ядерного распада дается Вайскопфом в его недавней статье, упомянутой в добавлении II. В этой статье подробно обсуждается на основе общих методов статистической механики та ограниченность простых термодинамических аналогий в ядерных задачах, которая происходит от сравнительно малого числа степеней свободы рассматриваемой системы. Кроме того, в ней даются обобщения обычных термодинамических приемов, необходимые для правильной трактовки таких систем.

VII. Распределение энергии нейтронов, вылетающих из сильно возбужденных ядер, особенно подробно изучалось для случая обычного источника нейтронов — бериллия, бомбардируемого α-лучами. В этом случае распределение быстрых нейтронов оказывается в хорошем согласии с ожидаемым теоретически; что касается менее быстрых нейтронов, то здесь наблюдается относительный избыток нейтронов, обладающих энергиями много ниже вычисленной температуры составного ядра. Однако это затруднение является только кажущимся. Оно исчезает, если предположить, что медленные нейтроны следует приписать некоторому более сложному процессу, как это было впервые предложено П. Оже[4]. Первая стадия такого процесса состоит в испускании составной системой α-луча,

[1] F. Kalckar, J. Oppenheimer, R. Serber. Phys. Rev., 1937, 52, 1251.
[2] W. Bothe, W. Gentner. Naturwiss., 1937, 25, 90, 126.
[3] Л. Д. Ландау. Sow. Phys., 1937, 11, 556.
[4] P. Auger. J. Phys., 1933, 4, 719.

после чего остается ядро бериллия в возбужденном состоянии; вторая стадия состоит в последующем распаде этого ядра на две α-частицы и один медленный нейтрон. Эта картина процесса получила подтверждение в последних экспериментальных исследованиях Т. Бьерге [1].

VIII. Вопрос о квантовых резонансных эффектах в случае непрерывного распределения уровней недавно обсуждался Калькаром, Оппенгеймером и Сербером в статье, цитированной в добавлении V. Эта статья посвящена ядерному фотоэффекту, который представляет ряд особенностей, делающих его аналогичным задаче о превращениях ядра, вызванных столкновениями с медленными частицами. Более подробное квантовое исследование ядерных реакций будет дано в ближайшее время в статье Ф. Калькара, в которой будет сделана попытка развить общие соображения, подобные той трактовке задач атомного ядра, которая основана на принципе соответствия.

IX. Вопрос о правильной оценке ядерных радиусов путем анализа α-распада радиоактивных ядер рассматривается далее Бете в его обзоре по ядерной динамике [2]. В этом обзоре он широко пользуется увеличенными значениями ядерных радиусов, предложенными им [3]. В связи с этим он высказывается также относительно той критики его способа вычисления радиусов ядер, которая приведена здесь в тексте и которая доложена на конференции в Вашингтоне (см. предисловие). Тем временем важные результаты в этом вопросе были получены в статье, приведенной в дополнении II. В этой работе удалось вывести из очень общих соображений широко применимую формулу для вероятности распада ядра, сопровождаемого вылетом заряженных частиц. Эта формула дает зависимость этой вероятности от внешнего отталкивания, а также и от плотности распределения уровней ядра в рассматриваемой области энергий. В случае радиоактивного распада, где расстояния между уровнями достаточно велики, эта формула приводит к таким значениям радиусов ядер, которые лишь немного отличаются от значений, выведенных из обычных формул для потенциального барьера, но существенно отличаются от значений, предложенных Бете.

[1] T. Bjerge. Proc. Roy. Soc. (London), 1938, **A164**, 243.
[2] H. Béthe. Rev. Mod. Phys., 1937, **9**, 69.
[3] H. Béthe. Phys. Rev., 1936, **50**, 977.

ПРЕВРАЩЕНИЯ АТОМНЫХ ЯДЕР* [1]

Раньше уже отмечалось [2], что для понимания типичных особенностей ядерных превращений, вызванных столкновениями материальных частиц, необходимо предположить, что первая стадия всякого процесса столкновения состоит в образовании промежуточной полустабильной системы из исходного ядра и падающей частицы. Надо также предположить, что избыток энергии в этом состоянии временно сосредоточивается в некоторых сложных движениях всех частиц составной системы. Возможный последующий развал этой системы с освобождением какой-либо элементарной или сложной ядерной частицы можно рассматривать с этой точки зрения как отдельное независимое событие, не связанное непосредственно с первой стадией процесса столкновения. Поэтому можно сказать, что конечный результат столкновения зависит от конкуренции между всеми процессами распада и излучения составной системы, согласующимися с законом сохранения.

Простая механическая модель, иллюстрирующая эти особенности ядерных столкновений, показана на рис. 1. В мелкой чаше находится некоторое число биллиардных шаров. Если бы углубление чаши было пустым, то посланный в нее шар скатился бы по одному склону и вышел бы с другой стороны с прежней энергией. Однако, если в чаше находятся другие шары, то пущенный к ним шар не будет в состоянии свободно пройти через чашу; сначала он отдаст часть своей энергии одному из шаров, затем оба отдадут часть своей энергии другим шарам и так до тех пор, пока первоначальная кинетическая энергия не окажется распределенной по всем шарам. Если бы углубление и шары можно было считать идеально гладкими и упругими, то столкновения продолжались бы до тех пор, пока достаточно большая часть кинетической энергии не оказалась

* *Transformations of Atomic Nuclei.* Science, 1937, 86, 161—165.

[1] Сокращенное изложение лекций, прочитанных весной 1937 г. в различных университетах Соединенных Штатов. Иллюстрации воспроизведены с трех слайдов, демонстрировавшихся на этих лекциях.

[2] N. Bohr. Nature, 1936, 137, 344 (статья 45.)

снова сосредоточенной на близком к краю шаре. Тогда этот шар покинул бы чашу, и если бы энергия пущенного шара была не очень велика, то полная энергия оставшихся шаров была бы недостаточна для того, чтобы позволить какому-либо из них подняться по склону. Если, однако, между шарами и чашей существует даже очень малое трение или если шары не являются абсолютно упругими, то вполне может оказаться, что ни один из шаров не будет иметь возможности выйти из чаши, прежде

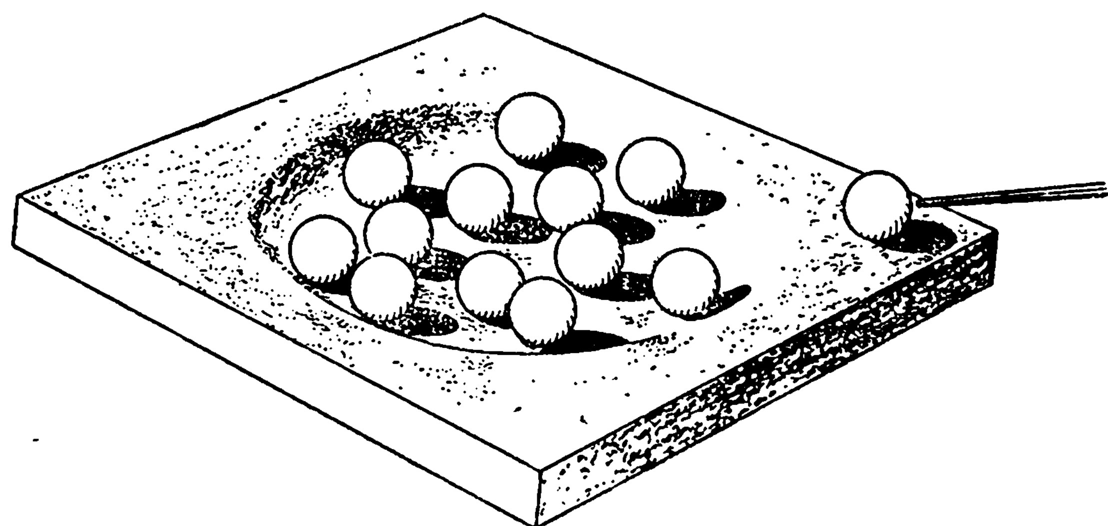


Рис. 1

чем вследствие трения потеряется в виде тепла достаточно много энергии, так что оставшейся энергии окажется уже недостаточно для выбрасывания какого-либо из них.

Такое сравнение очень удачно иллюстрирует, что́ происходит при соударении быстрого нейтрона и тяжелого ядра. Ввиду большого количества частиц, из которых в этом случае состоит составная система, и ввиду их сильного взаимодействия друг с другом мы должны в действительности ожидать из этой простой механической аналогии, что время жизни промежуточного ядра будет очень велико по сравнению со временем, необходимым быстрому нейтрону, чтобы пройти через ядро. Эта аналогия объясняет прежде всего тот факт, что хотя вероятность излучения электромагнитной радиации тяжелым ядром за такой промежуток времени чрезвычайно мала, тем не менее благодаря большому времени жизни составного ядра существует весьма значительная вероятность того, что система вместо освобождения нейтрона будет испускать избыточную энергию в виде электромагнитного излучения. Другим экспериментальным фактом, который легко понять из такой картины, является неожиданно большая вероятность неупругого столкновения, приводящего к эмиссии нейтрона с гораздо меньшей энергией, чем у падающего нейтрона. В самом деле, из приведенных выше соображений ясно, что процесс распада составной системы, который требует концентрации меньшего количества энергии на отдельной частице, будет значительно более вероятным, чем тот процесс распада, при котором весь избыток энер-

гии окажется сосредоточенным на вылетевшей частице.

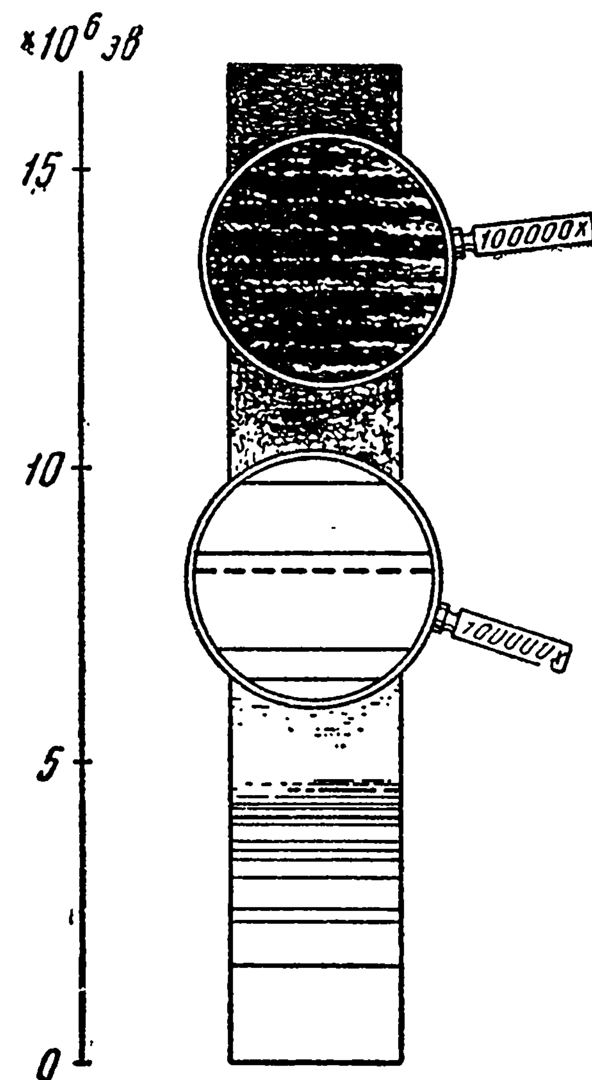


Рис. 2

На первый взгляд, такая простая механическая трактовка противоречит факту, столь хорошо установленному при изучении γ-спектров, что ядра подобно атомам обладают дискретным распределением энергетических уровней: в приведенном выше обсуждении существенным являлось то, что составная система должна образовываться при практически любой кинетической энергии падающего нейтрона. Однако мы должны ясно представить себе, что при соударениях быстрых нейтронов мы имеем дело с возбуждением составной системы, гораздо бóльшим энергии возбуждения обычных уровней, связанных с испусканием γ-лучей. В то время как последние достигают самое большее немногих миллионов электронвольт, возбуждение в первом случае будет значительно превышать энергию, необходимую для полного удаления нейтрона из ядра в нормальном состоянии, которую из измерений дефекта массы можно оценить примерно в 8 млн. электронвольт.

Общий характер распределения уровней энергии тяжелого ядра схематически иллюстрируется на рис. 2. Более низкие уровни, которые отстоят друг от друга в среднем на несколько сотен тысяч электронвольт, соответствуют уровням γ-лучей, найденным в радиоактивных ядрах. При увеличении возбуждения уровни быстро сближаются, а при возбуждении около 15 *Мэв,* соответствующем столкновению ядра с быстрым нейтроном, они распределены, вероятно, непрерывно. Характер строения верхней части схемы уровней показан с помощью двух линз с большим увеличением, показанных на диаграмме: одной в упомянутой выше области непрерывного распределения энергии и другой в области, соответствующей тому возбуждению, которое возникает в составной системе при присоединении очень медленного нейтрона к исходному ядру. Пунктирная линия в середине поля нижнего увеличительного стекла представляет энергию возбуждения составного ядра в том случае, когда кинетическая энергия падающего нейтрона в точности равна нулю. Поэтому расстояние от этой линии до основного состояния как раз равно энергии связи нейтрона в составной системе.

Информация о распределении уровней в области энергий, лежащей вблизи этой линии, может быть получена из опытов по захвату очень медленных нейтронов с энергией порядка доли электронвольта. Таким

образом, если кинетическая энергия падающего нейтрона как раз соответствует энергии одного из стационарных состояний составной системы, то будут иметь место квантовомеханические резонансные эффекты, которые могут дать эффективные сечения захвата нейтронов, в несколько тысяч раз бóльшие обычных ядерных сечений. Такие селективные эффекты действительно были найдены для ряда элементов, а затем было установлено, что ширина резонансной области во всех этих случаях составляет лишь малую долю электронвольта[3]. Из относительного распространения селективного захвата нейтронов среди тяжелых элементов и из остроты резонанса можно оценить, что среднее расстояние между уровнями в этой области энергий по порядку величины составляет 10—100 *эв*. В поле зрения нижнего увеличительного стекла на рис. 2 показано несколько таких уровней; то обстоятельство, что один из этих уровней лежит очень близко к пунктирной линии, соответствует в этом частном случае возможности селективного захвата очень медленных нейтронов.

Распределение энергетических уровней, показанное на рис. 2, очень сильно отличается по своему характеру от того, с которым мы знакомы в обычных атомных задачах, где вследствие слабой связи между отдельными электронами, которые связаны в поле, окружающем ядро, возбуждение атома обычно можно приписать более высокому квантовому состоянию отдельной частицы. Однако распределение уровней ядер как раз такого типа, какого мы вправе ожидать для упругого тела, где энергия сосредоточена в колебаниях всего тела как целого. Ибо вследствие быстрого роста возможностей комбинации собственных частот таких движений с увеличением значений полной энергии системы расстояние между соседними уровнями будет очень быстро уменьшаться при высоких возбуждениях. В самом деле, рассмотрения подобного характера известны из обсуждения вопроса о теплоемкости твердых тел при низких температурах.

Термодинамические аналогии могут быть плодотворны также при обсуждении вопроса о распаде составной системы с освобождением материальных частиц. Так, случай эмиссии нейтронов, на которые за пределами собственно ядерных размеров не действуют никакие силы, представляет особенно удачную аналогию испарению жидкого или твердого тела при низкой температуре. Действительно, из приближенного знания системы уровней ядер при низких возбуждениях оказалось возможным

---

[3] Явление селективного захвата медленных нейтронов, которое обнаруживает интересную формальную аналогию с оптическим резонансом, специально исследовано в работе Брейта и Вигнера (G. Breit, E. Wigner. Phys. Rev., 1936, 49, 642). Оценки ширины уровней из экспериментальных данных впервые были даны Фришем и Плачеком (O. Frisch, G. Placzek. Nature, 1936, **137**, 357) и детально обсуждены в недавней работе Бете и Плачека (H. Béthe, G. Placzek. Phys. Rev., 1937, **51**, 450).

получить оценку «температуры» составного ядра, которая приводит к вероятности испарения нейтрона, согласующейся с полученным из экспериментальных данных временем жизни составного ядра, образующегося при столкновениях с быстрыми нейтронами [4].

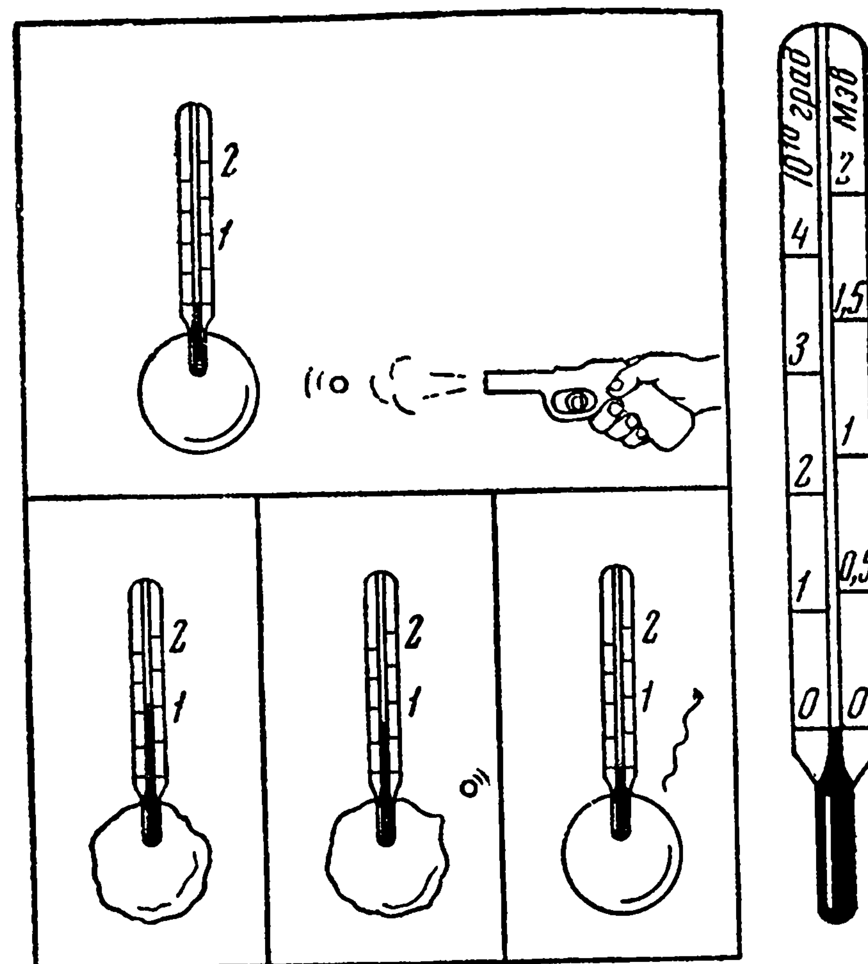


Рис. 3

Рис. 3 иллюстрирует ход процесса столкновения между быстрым нейтроном и тяжелым ядром. Для упрощения рассуждений в ядро введен воображаемый термометр. Шкала термометра на рисунке дана в 10^{10} градусов Цельсия; но в качестве более известной меры тепловой энергии приведена и другая шкала, указывающая температуру в миллионах электронвольт. На рисунке показаны различные стадии процесса столкновения. Сначала исходное ядро находится в своем нормальном состоянии, и его температура равна нулю. После того как с ядром столкнется нейтрон с кинетической энергией примерно в 10 млн. электронвольт, образуется составное ядро с энергией возбуждения в 18 млн. электронвольт, и температура возрастает от нуля примерно до 1 млн. электронвольт. Неправильные очертания ядра символизируют колебания формы, соответствующие различным колебаниям, возбуждаемым при данной температуре. Следующий рисунок показывает, как нейтрон вылетает из возбужденной системы и, соответственно этому, несколько понижается температура. На последней стадии процесса оставшаяся энергия испускается в виде электромагнитного излучения, и температура падает до нуля.

Описанный выше ход процесса столкновения является наиболее вероятным в том случае, если энергия падающего нейтрона велика; но для более низких энергий нейтрона вероятности испускания нейтрона и излучения становятся одинаковыми по порядку величины, что приводит к значительной вероятности захвата нейтрона. Если мы, наконец, спускаемся до области очень медленных нейтронов, то, как известно из

[4] Идея применить к расчету вероятности вылета нейтрона из составного ядра обычную формулу для испарения была впервые выдвинута Я. Френкелем (Sow. Phys., 1936, 9, 533). Более детальное исследование, основанное на общей статистической механике, дано в работе Вайскопфа (V. W e i s s k o p f. Phys. Rev., 1937, 52, 295).

эксперимента, вероятность излучения становится даже гораздо больше вероятности испускания нейтрона. Однако ясно, что в этом случае аналогия между испусканием нейтрона и испарением будет совершенно не адекватной, так как механизм испускания подобно образованию составного ядра включает здесь специфические квантовомеханические черты, которые не могут быть проанализированы столь простым путем.

Количественное сравнение обычного испарения и испускания нейтрона фактически можно провести только в тех случаях, когда энергии возбуждения составной системы очень велики по сравнению с энергией, необходимой для удаления отдельного нейтрона, поскольку только в таких случаях возбуждение остаточного ядра после вылета нейтрона почти равно возбуждению составного ядра; это же предполагается в явлениях обычного испарения, где изменение количества тепла рассматриваемого тела при вылете отдельной молекулы газа пренебрежимо мало. Поэтому изложенные выше рассуждения в этой простой форме могут быть применены только тогда, когда изменение температуры при переходе от второй стадии (см. рис. 3) к третьей сравнительно мало.

Хотя условия применимости аналогии с испарением в проведенных до сих пор экспериментах по соударениям быстрых нейтронов с ядрами выполняются, вообще говоря, не строго, все же имеется огромное число более качественных следствий из этой аналогии, которые могут быть очень полезны при обсуждении таких процессов столкновений. Например, упомянутая выше большая вероятность потери энергии при столкновениях между быстрыми нейтронами и ядрами как раз соответствует тому факту, что молекулы, освобождающиеся при обычном испарении, не имеют полной энергии нагретого тела, но уходят вообще с много меньшей энергией на одну степень свободы, чем это соответствует температуре испаряющегося тела. Далее из термодинамической аналогии следует ожидать, что вылетающие частицы должны иметь распределение по энергиям около этого среднего значения, которое соответствует максвелловскому распределению. Более того, если энергия падающего нейтрона в несколько раз больше энергии связи, приходящейся на одну частицу, то можно предсказать, что не одна отдельная частица, а несколько частиц, каждая с энергией, меньшей, чем у падающей частицы, будут покидать составную систему в последовательных, отдельных процессах распада. Действительно, было найдено экспериментально, что ядерные реакции этого типа имеют место в ряде случаев.

Приведенные выше рассуждения могут быть также применены к испусканию составным ядром заряженных частиц, подобных протонам и α-частицам; но следует иметь в виду, что в этом случае скрытая теплота испарения представляет собой не просто энергию связи заряженной частицы и что к этой последней нужно прибавить электростатическую энергию взаимного отталкивания вылетающей частицы и остаточного

ядра. Кроме того, это отталкивание будет ускорять частицы после их вылета из ядра, и средняя кинетическая энергия заряженных частиц поэтому будет больше, чем у нейтронов, на величину, соответствующую этому отталкиванию. Поэтому мы можем ожидать, что наиболее вероятная энергия вылетевшей частицы будет приближенно равна сумме тепловой энергии и энергии электростатического отталкивания и что вероятность испускания заряженной частицы будет, как и в случае нейтронов, уменьшаться с увеличением ее энергии экспоненциально, согласно максвелловскому распределению. Такое предпочтение ядерных процессов, при которых вылетающая заряженная частица уносит только часть имеющейся в ядре энергии, является действительно одной из самых удивительных особенностей большого числа ядерных реакций, протекающих с испусканием протонов или α-частиц из составной системы.

До сих пор мы рассматривали главным образом ядерные процессы, вызванные соударениями с нейтронами. Однако подобные соображения относительно образования промежуточного состояния будут применимы к столкновениям между заряженными частицами и ядрами, но в этом случае следует учитывать, что электрические силы отталкивания, действующие между положительно заряженными ядрами, могут при малых значениях кинетической энергии падающих частиц предотвратить или сделать менее вероятным соприкосновение, необходимое для образования составного ядра. Суммарное действие этого электростатического отталкивания ядерных частиц на больших расстояниях и их сильного притяжения на малых расстояниях можно просто описать, используя понятие так называемого потенциального барьера, окружающего ядро. Падающая заряженная частица должна преодолеть этот барьер, чтобы прийти в соприкосновение с ядром. Как известно из объяснения законов, управляющих α-распадом радиоактивных ядер, заряженная частица может, согласно квантовой механике, иметь известную вероятность проникнуть через такой потенциальный барьер, даже если эта частица с точки зрения классической механики должна была бы остановиться на поверхности барьера вследствие недостаточной энергии. Этот квантовомеханический эффект дает известное объяснение и тому экспериментальному факту, что медленные протоны, сталкиваясь с не очень тяжелыми ядрами, имеют значительную вероятность вызвать ядерные расщепления даже при таких значениях энергии, при которых с классической точки зрения электростатическое отталкивание должно было бы предотвратить соприкосновение частицы с бомбардируемым ядром.

Другой интересной особенностью столкновений между заряженными частицами и легкими ядрами являются замечательные резонансные эффекты, обнаруженные в расщеплениях, вызванных соударениями с протонами и α-частицами. Как и в случае селективного захвата медленных нейтронов, такие резонансы можно приписать совпадению величины суммы энергий падающей частицы и исходного ядра с энергией стационарного

состояния составной системы, соответствующего некоторому квантованному коллективному типу движения всех составляющих систему частиц[5]. Особенно много сведений о распределении высоких возбужденных уровней в легких ядрах было получено из таких резонансных эффектов в случае столкновений с α-частицами. В противоположность плотному распределению уровней, найденному в более тяжелых ядрах, расстояние между уровнями в этом случае составляет несколько сотен тысяч электронвольт при возбуждении, значительно превышающем 10 млн. электронвольт. Этот результат можно легко понять, если ясно представлять себе, что расстояния между низшими возбуждениями в легких ядрах больше, чем в тяжелых, и что поэтому число возможных комбинаций этих уровней в данной энергетической области гораздо меньше в первом случае, чем во втором.

Не только расстояния между резонансными уровнями, но и их полуширины в общем случае много больше в легких ядрах, чем в тяжелых; это свидетельствует о том, что время жизни составной системы много меньше в первом случае, чем во втором. Прежде всего это происходит вследствие того обстоятельства, что резонанс в тяжелых ядрах происходит, как оказалось, лишь в случае очень медленных частиц, в котором вероятность вылета частицы крайне мала, так что время жизни составной системы определяется только вероятностью испускания электромагнитного излучения, тогда как в легких ядрах время жизни, вообще говоря, полностью определяется вероятностью вылета сравнительно быстрых частиц. Однако совершенно независимо от этого, мы можем ожидать, что время жизни тяжелого ядра, — даже если это ядро было достаточно сильно возбуждено, чтобы могло бы испустить быструю частицу, — будет гораздо больше, чем легкого ядра, вследствие того, что при данной энергии возбуждения тяжелым ядрам нужно приписать более низкую температуру, чем легким.

Изложенные здесь простые соображения, по-видимому, действительно могут в общих чертах передать характерные особенности ядерных реакций, вызванных столкновениями. Нам также представляется вполне возможным объяснить характерные отличия в излучательных свойствах ядер и атомов с помощью подобного рассмотрения. Эти отличия основаны, по существу, на крайней легкости обмена энергией между тесно упакованными частицами ядра по сравнению с приближенно независимой связью каждого электрона в атоме. Более подробное обсуждение этих проблем, однако, требует более детального рассмотрения, которое лежит вне рамок настоящего краткого сообщения[6].

---

[5] Помимо полной энергии составной системы важное значение для анализа резонансных явлений могут иметь, как часто отмечалось, также и ее спин и другие свойства симметрии. Вопрос о том, как подобное рассмотрение может быть связано с общей картиной ядерных реакций, изложенной в настоящей статье, обсуждается в статье Калькара, Оппенгеймера и Сербера (F. Kalckar, J. Oppenheimer, R. Serber. Phys. Rev., 1937, 52, 279).

[6] Более полный отчет о развитии изложенных здесь идей будет вскоре опубликован Калькаром и автором в Proc. Copenhagen. Acad. (статья 48. — *Прим. ред.*).

50

ДАНЬ ПОКОЙНОМУ ЛОРДУ РЕЗЕРФОРДУ *

С уходом из жизни лорда Резерфорда закончился путь одного из величайших людей, работавших в науке. Хотя проведение сравнений и не соответствует духу Резерфорда, мы можем утверждать, что, как это было сказано о Галилее, состояние науки, оставшейся после его ухода, совершенно отличается от того, в котором он ее застал. В самом деле, его достижения столь велики, что на этом форуме физиков, который созван в честь Гальвани и на котором обсуждается современный прогресс нашей науки, эти достижения стоят почти за каждым новым словом, обсуждаемым здесь, составляя его основу. Безграничный энтузиазм и неутомимое дерзание Резерфорда вели его от открытия к открытию, и замечательные вехи, которые расставлены на этом пути и всегда будут носить его имя, представляются естественным образом связанными как звенья одной цепи.

Те из нас, кому выпало счастье общаться с Резерфордом, навсегда сохранят память об этой прекрасной и благородной личности. Ему были оказаны все мыслимые для людей его профессии почести, но несмотря на это простота обращения, которая характеризовала его отношение к людям, никогда не изменялась. Когда я впервые получил ни с чем не сравнимую возможность работать под его вдохновляющим руководством, он уже был ученым с мировой славой; но тем не менее он и тогда, и позднее был готов выслушать все то, что складывалось в сознании молодого физика. Это, в сочетании с сердечным участием, с которым Резерфорд относился к нуждам своих учеников, порождало в них чувства привязанности к нему, где бы он ни работал.

Резерфорд умер в расцвете своей творческой деятельности — судьба, которую ему могли бы пожелать его преданнейшие друзья. Но именно по этой же причине его отсутствие будет ощущаться сильнее, чем, быть может, это ощущалось ранее с уходом любого другого ученого. И все же, одновременно с чувствами невосполнимости понесенной утраты, память о нем всегда будет для нас неиссякаемым источником ободрения и мужества.

* *Tribute to the late Lord Rutherford of Nelson.* Nature, 1937, 140, 752, 753.

ЛОРД Э. РЕЗЕРФОРД*

Я признателен редактору «Nature» за приглашение написать несколько слов о моих отношениях с Э. Резерфордом, которые сыграли столь решающую роль в моей работе и занимали такое большое место в моей жизни. В самом деле, ни в небольшой заметке об отношении Резерфорда к его ученикам, которую я имел удовольствие представить для «Приложения» к «Nature» [1], посвященного Кавендишской лаборатории, ни в краткой речи памяти Резерфорда, прочесть которую было моей печальной обязанностью на конгрессе Гальвани, когда я объявил об его безвременной кончине [2], я не сумел надлежащим образом выразить, сколь многим лично я обязан ему — тому, кто был всем, чем только может быть вдохновенный учитель и отечески расположенный друг.

С того самого момента, как я оказался в составе группы учеников, которые приехали в Манчестер со всех концов света, чтобы работать под руководством Резерфорда в его лаборатории, он стал для меня воплощением духа научных изысканий. Уважение и восхищение — это слишком бедные слова, чтобы описать отношение, испытываемое учениками к человеку, чьи открытия явились фундаментом всей той области науки, в развитии которой они старались с таким энтузиазмом принять участие. То, что мы испытывали, было скорее всего безграничным доверием к безошибочности его мнения. Это доверие, одушевленное бодростью и доброй волей, было животворным источником, от которого даже микроскопические зародыши, возникавшие в наших умах, черпали силы для роста и расцвета. Его простота и пренебрежение всеми внешними эффектами, наверное, никогда не проявлялись более непосредственно, чем во время дискуссий с учениками. Благодаря прямоте Резерфорда они в юношеском задоре даже забывали, с кем разговаривают, до тех пор, пока сила и глубина его проницательности не обнаруживались

---

* *Lord E. Rutherford.* Nature, 1937, **140**, 1048, 1049.

[1] N. Bohr. Nature, 1926, **118**, Suppl., 51 (статья 33).

[2] N. Bohr. Nature, 1937, **140**, 752 (статья 50).

каким-либо замечанием, значение которого становилось полностью понятным лишь после того, как они расставались со своим учителем.

Стимулирующее влияние, которое Резерфорд оказывал на своих учеников, ни в какой степени не ограничивалось временем ежедневных с ним общений. Именно поэтому, когда по возвращении в Данию я продолжал работать в направлении, выбранном в Манчестере, наиболее ободряющим для меня чувством было сознание, что я всегда могу рассчитывать на его дружеский интерес и бесценный совет. Действительно, просматривая нашу переписку, относящуюся к тому времени, я с трудом могу себе представить, как он, поглощенный всей своей работой, мог найти время и терпение, чтобы ответить в самой милой и столь понятной форме на любое письмо, присылкой которого молодой человек отважился усугубить его занятость.

Наши отношения стали особенно близкими в период моего пребывания в Манчестере в первые годы мировой войны в качестве лектора. В те полные тревоги времена он поддерживал дух небольшой группы людей, оставшихся в его лаборатории. В короткие промежутки, когда Резерфорд бывал свободен от практических дел, возложенных на него, он неизменно подготавливал дорогу к новым открытиям, которым суждено было вскоре привести к таким великим результатам.

В последующие годы всякий мой визит в его дом в Кембридже был для меня огромным источником вдохновения. Здесь, несмотря на никогда не прекращающуюся работу и становившееся все более тяжелым бремя обязанностей, он так просто и спокойно жил со своей подругой, которая разделяла с ним горе и радости с самых первых лет, которая так глубоко чувствовала и понимала его сокровенный характер. С годами его энергия не ослабевала, а находила себе выход во все новых направлениях, и его гениальная способность к пониманию и сочувствию по отношению ко всем благородным усилиям людей придавала его советам в области науки или же практической жизни необыкновенную ценность, которая осознавалась все более и более широкими кругами людей. Для каждого из нас, на кого он распространял свою дружбу, верную и преданную, одной его одобрительной улыбки или же шутливого замечания было достаточно, чтобы согреть наши сердца. До конца нашей жизни воспоминание о нем будет вдохновлять нас и руководить нами.

52

БИОЛОГИЯ И АТОМНАЯ ФИЗИКА*

Бессмертные труды Гальвани, открывшие новую эпоху во всех областях науки, представляют блестящую иллюстрацию чрезвычайной плодотворности тесного сочетания исследований законов неживой природы с изучением свойств живых организмов. Поэтому в настоящем докладе было бы уместно сделать обзор того, как на протяжении столетий ученые смотрели на вопрос о связи между физикой и биологией, и в особенности обсудить перспективы, созданные в этом отношении необычайным развитием атомной теории за последние годы.

Уже на заре науки атомная теория была в центре внимания в связи со стремлением достигнуть всеобъемлющего представления о великом разнообразии явлений природы. Так, уже Демокрит, с такой глубокой интуицией настаивавший на необходимости атомизма для всякого рационального объяснения обыкновенных свойств материи, как известно, пытался использовать атомистические идеи также и для объяснения своеобразия органической жизни и даже человеческой психологии. Фантастический характер таких крайних материалистических представлений вызвал естественную реакцию у Аристотеля, в совершенстве владевшего всеми современными ему познаниями в физике и биологии; эта реакция привела его к полному отрицанию атомистической теории и к попытке создать на основе идей, которые по существу являются телеологическими, систему достаточно широкую, чтобы учитывать все богатство явлений природы. Преувеличения в учении Аристотеля были в свою очередь ясно выявлены в результате постепенного ознакомления с элементарными законами природы, справедливыми как для неодушевленных тел, так и для живых организмов.

Если думать о том, как были установлены принципы механики, которые в дальнейшем должны были стать фундаментом физической науки, то в этой связи интересно уяснить себе, что открытие Архимедом прин-

---

* *Biology and Atomic Physics.* «Congressi di fisica, radiologia e biologia sperimentale. Bologna, 1937. (Celebrazione del secondo centenario dell nascita di Luigi Galvani)». Bologna, 1938, p. 6—15.

ципа равновесия плавающих тел, согласно хорошо знакомой легенде подсказанное ему ощущением легкости его тела, погруженного в ванну, могло точно так же возникнуть и на основании обыденного опыта, относящегося к потере в весе камня, опущенного в воду. Точно так же следует считать совершенно случайным, что Галилей пришел к открытию фундаментальных законов динамики, наблюдая, как качается люстра в прекрасном Пизанском соборе, а не глядя на ребенка на качелях. Однако для растущего понимания существенного единства принципов, управляющих явлениями природы, такие чисто внешние аналогии имели лишь малое значение по сравнению с глубоко коренящимся сходством между живыми организмами и техническими механизмами; это сходство было вскрыто при изучении анатомии и физиологии, которое так интенсивно велось в эпоху Возрождения особенно здесь, в Италии.

Перспективы, открывшиеся благодаря успеху нового экспериментального подхода к философии естествознания, были встречены с энтузиазмом; этот энтузиазм в одинаковой мере поддерживался как расширением картины Вселенной, которым мы обязаны проницательности Коперника, так и разъяснением механизма кровообращения в телах животных, начало которому положило великое достижение Гарвея. Пожалуй, ярче всего этот энтузиазм выразился в трудах Борелли, которому удалось разъяснить с такими тонкими подробностями функции скелета и мышц при движении животных. Классический характер этих трудов нисколько не умаляется попытками самого Борелли и его последователей объяснить также и нервную деятельность и секрецию желез при помощи примитивных механических моделей; их очевидная произвольность и грубость вскоре вызвали общую критику, о которой до сих пор напоминает полуироническое прозвище «ятро-физиков» [1], присвоенное школе Борелли. Здоровое в корне стремление приложить к физиологическим процессам все увеличивающиеся познания в области типично химических превращений, нашедшее такого восторженного представителя в лице Сильвиуса, вскоре привело к оппозиции, вызванной преувеличением поверхностного сходства между перевариванием и ферментацией, с одной стороны, и простейшими неорганическими реакциями, с другой, а также неосмотрительным приложением их к лечебным целям. Эта оппозиция выразилась в прозвании «ятро-химия», присвоенном таким преждевременным попыткам.

Для нас причины неудач этих первых исследователей, старавшихся использовать физику и химию для исчерпывающего объяснения свойств живых организмов, вполне очевидны. Тогда еще не наступило время Лавуазье, раскрывшего элементарные принципы химии, которые должны были дать ключ для понимания процесса дыхания, а позднее составить

[1] «Ятрос» — по гречески медик; таким образом, «ятро-физик» означает «медико-физик». — *Прим. ред.*

основу для развития так называемой органической химии. Но, кроме того, до открытий Гальвани оставалась скрытой еще одна фундаментальная сторона законов физики. Очень поучительно думать, что зерно, которому в руках Вольты, Эрстеда, Фарадея и Максвелла суждено было развиться в стройную систему, соперничающую по значению с механикой Ньютона, зародилось из исследований, имевших биологическую цель. Действительно, трудно себе представить, чтобы процесс, который привел от опытов с наэлектризованными телами, какими плодотворными бы они ни были в руках Франклина, к изучению гальванических токов, мог бы осуществиться, если бы чувствительные приборы, необходимые для обнаружения таких токов (которые теперь так легко создаются), не были бы предоставлены самой природой в виде нервных тканей высших животных.

Здесь невозможно набросать даже в общих чертах потрясающее развитие физики и химии со времени Гальвани или перечислить открытия во всех отраслях биологии за последнее столетие. Нам достаточно напомнить о научных направлениях, идущих от трудов первых исследователей, Мальпиги и Спалланцани [1], работавших в этом почтенном университете, к современной эмбриологии и соответственно бактериологии, или же от самого Гальвани до недавних захватывающих исследований нервных импульсов. Несмотря на достигнутое таким образом глубокое понимание физической и химической стороны многих типичных биологических реакций, изумительная тонкость строения организмов и их богатство связанными между собой регулирующими механизмами все еще заходят так далеко за пределы всякого опыта, относящегося к неживой природе, что мы чувствуем себя столь же далекими, как и раньше, от объяснения самой жизни на физико-химической основе. Действительно, когда мы присутствуем при жарких спорах о значении для этой проблемы недавних открытий отравляющих эффектов и генеративных свойств так называемых вирусов, перед нами встает столь же острая дилемма, как та, с которой столкнулись Демокрит и Аристотель.

При такой ситуации интерес снова сосредоточивается на атомной теории, хотя и на совершенно другом фоне. С тех пор как Дальтон с таким решительным успехом использовал атомистические представления для разъяснения количественных законов, управляющих составом химических соединений, атомная теория становится в химии надежным руководящим принципом и необходимой основой во всех рассуждениях; а замечательное совершенство техники эксперимента в физике дало нам даже средство для изучения явлений, прямо зависящих от действия индивидуальных атомов. Таким образом, это развитие устранило последние

[1] Мальпиги (1628—1694) — итальянский врач и анатом, Спалланцани (1729—1799) — итальянский биолог. — *Прим. ред.*

следы традиционного предрассудка, утверждавшего, будто бы из-за грубости наших органов чувств всякое доказательство действительного существования атомов навеки останется за пределами досягаемости человеческого опыта. Но, кроме того, оно обнаружило в законах природы еще более глубокие черты атомизма, чем те, которые выражены в старом учении об ограниченной делимости материи. Действительно, мы узнали, что для того, чтобы охватить собственно атомные явления, должна быть существенно расширена самая система понятий, которая была пригодна как для описания нашего опыта повседневной жизни, так и для формулировки всей системы законов, которым подчиняется поведение материи в ее массе; на этих законах и построено то внушительное здание, которое именуется классической физикой. Для того чтобы оценить те возможности, которые эта новая точка зрения философии естествознания дает для рационального подхода к фундаментальным проблемам биологии, нам придется кратко напомнить главные направления развития, приведшего к разъяснению положения в атомной теории.

Отправным пунктом современной атомной физики было, как известно, признание атомной природы самого электричества. На нее впервые указали знаменитые исследования Фарадея в области гальванического электролиза, и затем она была окончательно подтверждена фактом изолирования электрона в замечательных явлениях электрического разряда в разреженных газах, явлениях, привлекших к себе такое внимание в конце прошлого столетия. Блестящие исследования Томсона вскоре выяснили существенную роль электронов в самых разнообразных физических и химических явлениях. Наше знакомство со структурными единицами материи было, однако, еще неполным вплоть до открытия Резерфордом атомного ядра — открытия, увенчавшего его новаторские труды о спонтанных радиоактивных превращениях некоторых тяжелых элементов. Действительно, это открытие впервые дало бесспорное объяснение неизменяемости элементов в обыкновенных химических реакциях, в которых крошечное тяжелое ядро остается без изменений, а затрагивается только распределение легких электронов вокруг него. Кроме того, это открытие дает объяснение природе естественной радиоактивности, при которой мы наблюдаем взрыв самого ядра; оно разъяснило также и обнаруженную Резерфордом позднее возможность вызвать превращения элементов бомбардировкой тяжелыми частицами с большой скоростью, которые, сталкиваясь с ядрами, могут вызвать их распад.

Мы отошли бы слишком далеко от предмета нашего доклада, если бы стали углубляться дальше в чудесную новую область исследований, открывшуюся благодаря изучению ядерных превращений; эта область будет одним из главных предметов дискуссии среди физиков настоящего съезда. Для наших рассуждений наиболее существенным являются, однако, не эти новые открытия, а очевидная невозможность истолковать

обычные физические и химические опытные факты на основании одних только свойств модели атома Резерфорда (которые сами по себе прочно установлены), если при этом не отступить самым радикальным образом от классических идей механики и электромагнетизма. В самом деле, хотя механика Ньютона и позволила проникнуть в гармонию движения планет, выраженную законами Кеплера, механические модели, подобные Солнечной системе, не вполне устойчивы в том смысле, что они не имеют тенденции возвращаться в первоначальное состояние, будучи выведены из него каким-либо возмущением. Свойства стабильности таких моделей явно не имеют сходства с абсолютной внутренней стабильностью электронных конфигураций атомов, благодаря которой каждый элемент обладает своими характерными свойствами. Ярче всего эта стабильность проявляется в спектральном анализе, обнаружившем, как известно, что у каждого элемента имеется свой характерный спектр, состоящий из резких линий и настолько не зависящий от внешних условий, что характер спектра дает способ определения, из наблюдений, материального состава даже самых удаленных звезд.

Но ключ к разрешению этой дилеммы уже был найден Планком, открывшим элементарный квант действия. Открытие это было результатом физических исследований совершенно иного направления. Как известно, Планк пришел к своему фундаментальному открытию путем остроумного анализа таких свойств теплового равновесия между материей и излучением, которые в силу общих принципов термодинамики должны быть совершенно не зависимыми от тех или иных свойств материи, а значит, и от тех или иных идей об атомной структуре. Существование элементарного кванта действия выражает новое свойство индивидуальности физических процессов, совершенно чуждое классическим законам механики и электромагнетизма; оно ограничивает их справедливость теми явлениями, в которых величины размерности действия велики по сравнению со значением единичного кванта, даваемым новой атомистической постоянной Планка. Это условие ни в какой мере не выполняется для электронов в атомах, хотя ему с избытком удовлетворяют явления в обычных физических опытах. И действительно, только существование кванта действия препятствует слиянию электронов с ядром в нейтральную тяжелую частицу практически бесконечно малого размера.

Признание такого положения тотчас же навело на мысль описывать удержание каждого электрона полем вокруг ядра как непрерывный ряд индивидуальных процессов, которые переводят атом из одного из так называемых его стационарных состояний в другое такое же состояние с испусканием освобождаемой энергии в виде единичного кванта электромагнитного излучения. Эта идея внутренне сродни успешному эйнштейновскому толкованию фотоэлектрического эффекта, столь убедительно подтвержденному прекрасными работами Франка и Герца над возбу-

ждением спектральных линий соударениями электронов с атомами. Она дала не только прямое объяснение загадочных законов линейчатых спектров, распутанных Бальмером, Ридбергом и Ритцем, но и постепенно привела к систематической классификации, на основе спектроскопических данных, типов стационарной связи каждого электрона в атоме; это дало полное объяснение замечательных зависимостей между физическими и химическими свойствами элементов, зависимостей, выраженных в знаменитой таблице Менделеева. Такое толкование свойств материи казалось осуществлением античного идеала — свести формулирование законов природы к рассмотрению только чисел, — превосходящим даже мечты пифагорейцев. Основное предположение об индивидуальности атомных процессов означало в то же время неизбежный отказ от установления детальной причинной связи между физическими событиями, существование которой было в течение столетий бесспорной основой философии естествознания.

О возвращении к способу описания, совместимому с принципом причинности, не могло быть и речи; это однозначно исключалось разнообразными опытными фактами. С другой стороны, вскоре удалось расширить первоначальные примитивные попытки учесть в атомной теории существование кванта действия и развить их настоящую, существенно статистическую атомную механику. Атомная механика вполне сравнима по своей последовательности и полноте со структурой классической механики, рациональным обобщением которой она и является. Установлением этой новой так называемой квантовой механики мы, как известно, обязаны прежде всего изобретательности и остроумию младшего поколения физиков. Независимо от поразительной плодотворности квантовой механики во всех областях физики и химии, она существенно разъяснила и философскую основу анализа и синтеза атомных явлений. В самом деле, начатый одним из главных основателей квантовой механики, Гейзенбергом, пересмотр в этой области самой проблемы наблюдения привел к раскрытию ранее игнорируемых предпосылок для однозначного применения даже самых элементарных понятий, на которых основано описание явлений природы. Здесь решающим является признание того, что всякая попытка анализировать обычным, принятым в классической физике порядком «индивидуальность» атомных процессов, обусловленную квантом действия, непременно срывается из-за неизбежного взаимодействия между исследуемыми объектами и измерительными приборами, необходимыми для этого исследования.

Прямым следствием этой ситуации является то, что наблюдения над поведением атомных объектов в разных экспериментальных установках не могут быть, вообще говоря, скомбинированы обычным в классической физике способом. В частности, любая мыслимая процедура, целью которой была бы локализация в пространстве и времени электронов в атоме,

неизбежно вызовет принципиально неконтролируемый обмен количеством движения и энергией между атомами и измерительными средствами, а этот обмен полностью разрушит те замечательные закономерности, которые связаны с устойчивыми состояниями атома и обусловлены квантом действия. И обратно, поскольку самая формулировка этих закономерностей требует применения законов сохранения энергии и количества движения, исследование их связано с принципиальным отказом от локализации отдельных электронов атома в пространстве и времени. Те стороны квантовых явлений, которые обнаруживаются при такого рода взаимно исключающих условиях, отнюдь не противоречат друг другу; их следует, таким образом, рассматривать как дополнительные в совсем новом смысле. В самом деле, точка зрения «дополнительности» ни в коем случае не означает произвольного отказа от анализа атомных явлений, а, наоборот, является выражением рационального синтеза такого богатства опытных фактов в этой области, какое не вмещается в естественных пределах применимости понятия причинности.

Исследование этих глубоких вопросов поощряется великим примером теории относительности, которая обнаружила не замеченные ранее предпосылки для однозначного применения физических понятий и тем самым открыла новые возможности для понимания и охвата явлений, кажущихся непримиримыми. Несмотря на урок, преподанный теорией относительности, мы должны осознать, что ситуация, с которой мы встречаемся в современной атомной теории, совершенно беспрецедентна в истории физической науки. Действительно, вся система понятий классической физики, доведенная до такого изумительного единства и законченности трудами Эйнштейна, основана на некоторой предпосылке, прекрасно соответствующей нашему повседневному физическому опыту и состоящей в том, что можно отделить поведение материальных объектов от вопроса о их наблюдении. В поисках параллели с вытекающим из атомной теории уроком об ограниченной применимости обычных идеализаций мы должны обратиться к совсем другим областям науки, например к психологии, или даже к особого рода философским проблемам; это те проблемы, с которыми уже столкнулись такие мыслители, как Будда и Лао Цзы, когда пытались согласовать наше положение как зрителей и как действующих лиц в великой драме существования. Признание аналогии чисто логического характера в тех проблемах, которые возникают в столь далеких друг от друга областях человеческих интересов, ни в коем случае не означает, однако, что в атомной физике допускается какой-то мистицизм, чуждый истинному духу науки; наоборот, это признание побуждает нас подумать, не может ли прямое решение тех парадоксов, которые неожиданно встретились в атомной области при применении наших простейших понятий, помочь нам разъяснить аналогичные затруднения в других областях знания.

Не было также недостатка в советах искать прямую связь между жизнью или свободной волей и теми чертами атомных явлений, для охвата которых рамки классической физики, очевидно, слишком узки. Действительно, в реакциях живых организмов можно указать много характерных черт (например, чувствительность зрительных восприятий или индуцирование мутаций генов при помощи проникающей радиации), которые, несомненно, связаны с усилением эффектов индивидуальных атомных процессов, подобным тому усилению, на котором по существу основана техника эксперимента в атомной физике. Признание того, что тонкость организации и регилирующих механизмов живых существ выходит так далеко за пределы всех прежних ожиданий, само по себе отнюдь не дает нам, однако, возможности объяснить своеобразие особенности жизни. Правда, целостность и целеустремленность биологических процессов и их так называемые телеологические аспекты, конечно, нельзя объяснить свойством индивидуальности атомных процессов, обнаруженным благодаря открытию кванта действия; скорее, наоборот, статистический характер квантовой механики, казалось бы, даже увеличивает трудности понимания собственно биологических закономерностей. Однако в этой дилемме общий урок атомной теории подсказывает нам, что единственный способ примирить законы физики с понятиями, пригодными для описания явлений жизпи, — это разобраться в существенных различиях между условиями наблюдения явлений, изучаемых в физике и биологии.

Прежде всего мы должны ясно себе представлять, что всякая постановка опыта, которая позволила бы нам изучать поведение атомов, составляющих живой организм, столь же подробно, как мы это можем сделать для единичных атомов в фундаментальных опытах атомной физики, исключает возможность сохранить организм живым. Неотделимый от жизни непрерывный обмен материей делает даже невозможным подход к организму как к точно определенной системе материальных частиц, подобной тем системам, которые рассматриваются во всяком описании обыкновенных физических или химических свойств материи. Действительно, мы вынуждены принять, что собственно биологические закономерности представляют законы природы, дополнительные к тем, которые пригодны для объяснения свойств неодушевленных тел. Здесь имеется аналогия с соотношением дополнительности между свойствами стабильности самих атомов и таким поведением составляющих их частиц, которое допускает описание на основе понятия локализации в пространстве и времени. В этом смысле существование самой жизни следует рассматривать в отношении ее определения и наблюдения, как основной постулат биологии, не поддающийся дальнейшему анализу, подобно тому как существование кванта действия вместе с конечной делимостью материи образует элементарную основу атомной физики.

Отсюда видно, что такая точка зрения одинаково далека от крайних учений механицизма и витализма. С одной стороны, она осуждает как не относящиеся к делу всякие сравнения живых организмов с машинами, будь то сравнительно простые конструкции, которые рассматривались старыми ятро-физиками, или тончайшие современные усилительные приспособления, некритическое выдвижение которых подвергло бы нас опасности заслужить кличку «ятро-квантистов». С другой стороны, она отбрасывает как неразумные все попытки ввести какие-то специально биологические законы, несовместимые с твердо установленными физическими и химическими закономерностями; такие попытки возобновились в наши дни под впечатлением чудесных откровений эмбриологии о росте и делении клеток. В этой связи особенно следует помнить, что возможность избежать в рамках дополнительности подобных противоречий дается самим тем фактом, что ни один результат биологического исследования не может быть однозначно описан иначе, как на основе понятий физики и химии, совершенно так же, как всякое описание опыта даже в атомной физике должно в конечном счете опираться на понятия, необходимые для сознательной регистрации чувственных восприятий.

Последнее замечание приводит нас обратно в царство психологии, где трудности, связанные с проблемами определения и наблюдения в научных исследованиях, были ясно осознаны задолго до того, как эти проблемы стали актуальными в других естественных науках. Действительно, невозможность в психическом опыте различить между самыми явлениями и их сознательным восприятием, очевидно, требует отказа от простого причинного описания по образцу классической физики; и то, как употребляются в психическом анализе слова «мысли» и «ощущения», настоятельно напоминает о дополнительности, встречающейся в атомной физике. Я не буду здесь входить в дальнейшие подробности, но лишь подчеркну, что невозможность при самонаблюдении резко отличить субъект от объекта как раз и дает необходимую свободу для проявления воли и решимости. Связывать же свободу воли непосредственно с ограничением причинности в атомной физике, как это часто предлагают, совершенно чуждо нашим взглядам, лежащим в основе сделанных здесь замечаний о биологических проблемах.

Заключая этот доклад, я надеюсь, что безрассудство физика, отважившегося выйти так далеко за пределы круга вопросов своей области науки, ему простится ввиду такого приятного и удобного случая для полезных дискуссий, какой был предоставлен физикам и биологам настоящим собранием, посвященным памяти великого основоположника, чьи фундаментальные открытия так много внесли в обе эти отрасли науки.

53

КВАНТ ДЕЙСТВИЯ И АТОМНОЕ ЯДРО *

Вряд ли можно представить себе два более различных по своей природе и предыстории решающих физических достижения, чем открытие Планком элементарного кванта действия и открытие Резерфордом атомного ядра. В то время как первое — конечный результат покоящегося на общих принципах термодинамики анализа закона теплового излучения, признанного уже Кирхгофом совершенно независимым от всех специальных свойств материальных тел, второе означает усовершенствование детального представления об атомном строении материи, которым мы обязаны открытию совершенно новых областей эксперимента, благодаря поразительному развитию современного искусства экспериментирования. Как раз взаимное дополнение этих двух столь принципиально различных расширений нашего физического познания было основой для быстрого расцвета исследований атомных явлений, свидетелями которого мы были в течение жизни последнего поколения.

Какой незаменимый ключ для разъяснения загадочной стабильности атомов дал нам квант действия, стало вполне ясным только после открытия составных частей материи, включенных в модель атомного ядра, которое позволило столь глубоко проникнуть в природу общих физических и химических закономерностей, касающихся в особенности сродства элементов и их превращаемости. Действительно, чрезвычайная простота этой модели раскрыла необходимость искать принципиально новую основу стабильности атомов и даже отказаться от непосредственной связи между природой атомного излучения и какими бы то ни было движениями электронов; тем самым она дала повод и возможность оправдания своеобразия, обусловленного квантом действия и чуждого классическому описанию природы, в предположении о существовании стационарных состояний и элементарного характера излучения, сопровождающего процессы перехода. Эти так называемые квантовые постулаты, включающие эйнштейновское объяснение фотоэффекта и получившие вскоре прямое под-

* *Wirkungsquantum und Atomkern.* Ann. d. Phys., 1938, 32, 5—19.

тверждение в опытах по атомным соударениям Франка и Герца, позволили не только просто объяснить спектральные законы, но и дали одновременно возможность рационально использовать спектроскопические результаты для подтверждения атомной модели.

В первых шагах на этом пути руководствовались требованием, чтобы рассмотрение соответствовало классическому способу описания в той области, где рассматриваемое полное действие велико по сравнению с отдельным квантом. Решающей для применения этого так называемого принципа соответствия была прежде всего возможность сохранить, в хорошем приближении вследствие того, что ядро мало по сравнению с целым атомом, обычный закон взаимодействия точечных электрических зарядов. Эта рыхлая структура ядерного атома приводит поэтому также к большому облегчению в понимании, что связь каждого отдельного электрона в атоме такова, что его можно считать в большой мере независимым от других электронов, присутствие которых в первом приближении просто обусловливает частичную экранировку заряда ядра. С помощью все большего количества спектроскопических данных и особенно систематики квантовых чисел атомных состояний, развитой Зоммерфельдом, постепенно этим способом достигнуто согласующееся с принципом соответствия описание связи каждого отдельного электрона в атоме. Это, по крайней мере в общих чертах, дало полное объяснение представленного периодической системой сродства элементов в отношении их физических и химических свойств.

Хотя вскоре после этого открытие Уленбеком и Гаудсмитом спиновых свойств электрона и прежде всего установление принципа исключения Паули для квантовых состояний электрона привели к временному ограничению примитивного принципа соответствия, все же несостоятельность существующего, хоть и ограниченного, применения классических механических представлений проявлялась все отчетливее, в особенности при учете более тонких свойств взаимодействия электронов в атоме. Гармоническое единство квантовых и классических черт теории строения атома, как известно, было достигнуто только созданием рациональных, квантово-механических методов. Этими методами мы обязаны счастливому введению новых интуитивных идей о световом кванте и волнах материи Эйнштейном, де Бройлем и Шредингером, с одной стороны, и поступательному развитию метода соответствия от работ Крамерса до его блестящего осуществления Гейзенбергом, Борном, Иорданом и Дираком, с другой. Высшим достижением этого направления можно считать релятивистскую теорию электронов Дирака, которая не только сумела однозначно объяснить тончайшие черты спектров, но и одновременно содержала предсказание возможности превращения энергии излучения в пары положительных и отрицательных электронов, получившую экспериментальное подтверждение.

Для нашей цели достаточно коротко напомнить, что квантовая механика не только дала возможность довести описание свойств отдельных атомов до некоторого завершения, но и дала совершенно новую, плодотворную точку зрения для понимания различных химических связей в молекулах, а также объяснение других типичных свойств твердых тел, в особенности металлов, перед которыми до тех пор исследователи были беспомощны. Речь же, вообще говоря, идет не только о совершенствовании теоретических методов атомной физики, но о столь глубоком преобразовании наших основных понятий для описания природы, что потребовался даже решительный пересмотр самого понятия наблюдения. Прежде всего обусловленное квантом действия неизбежное взаимодействие между данными атомными объектами и измерительными приборами, необходимыми для определения явления, означает, что результаты, полученные в разных условиях опыта, несовместимы при обычном способе описания, покоящемся на представлении о самостоятельном поведении объектов, и находятся в новом, дополнительном отношении друг к другу. Принципиально статистический характер квантовой механики, выражающийся в соотношениях неопределенности Гейзенберга, на самом деле не является временным ограничением анализа атомных явлений, но разумным образом соответствует точке зрения дополнительности, более широкой, чем идея причинности, и необходимой для учета всего множества опытов, обусловленного существованием кванта действия.

Если мы после этих вводных замечаний обратимся к теме данной статьи, к вопросу о значении кванта действия для проблем строения и стабильности атомных ядер, то вначале покажется странным, что постановка вопроса в существенных пунктах в точности противоположна той, с которой мы встретились при рассмотрении атомных проблем, обсуждавшихся выше[1]. В то время как там мы могли исходить из довольно обширного знания составных частей атома и сил, действующих между ними, совершенно ясно, что большая плотность и весьма сильная связь в ядрах требуют таких сил между частицами ядра, которые действуют только на расстояниях порядка ядерных размеров и точная количественная теория которых с самого начала была совершенно неизвестна. Кроме

[1] Подробное описание истории развития теории строения атома, где указывается и на подчеркнутое здесь различие атомных и ядерных проблем, имеется в Фарадеевской лекции автора (Jorn. Chem. Soc., 1932, 134, 381). Изложенная ниже точка зрения на объяснение типичных черт ядерных реакций разработана впервые в статье, опубликованной вначале в «Nature» (1936, 137, 344) и в «Naturwissenschaften» (1936, 24, 241). Дальнейшее развитие этих концепций дано в статье Н. Бора и Ф. Калькара (Kgl. Danske Videnskabernes Selskab., 1937, 14, № 10), где можно найти и подробную библиографию. Упомянутые в конце данной статьи ядерные фотоэффекты обсуждались недавно в кратком сообщении в «Nature» (1938, 141, 326). (Статьи 37, 45, 48, 55. — *Ред.*)

того, вскоре выяснилось, что вследствие существования кванта действия невозможно даже рассматривать все материальные частицы, которые испускаются в естественных или искусственных процессах распада ядра как его самостоятельные составные части.

Уже первые попытки, вызванные фундаментальным открытием Астона — что не только электрические заряды ядер кратны элементарному заряду, но и масса каждого ядра в хорошем приближении является целой кратной массы легчайшего ядра, протона, — рассматривать ядра как системы протонов и электронов натолкнулись на принципиальные противоречия. Помимо трудностей в объяснении на основе этой концепции прочности связи ядер обнаружились противоречия между свойствами симметрии и спиновыми свойствами такой системы и спектроскопически наблюдаемыми свойствами ядер и их зависимости от атомного номера и массового числа. Более точное исследование выявило также, что в рамках квантовой механики совершенно независимо от любого предположения о силах, действующих в ядрах, невозможно приписать таким легким частицам, как электроны, независимое существование в пределах ядра. Поэтому испускание положительных или отрицательных электронов в радиоактивных превращениях ядер должно сравниваться с рождением этих частиц как механических единиц подобно излучению светового кванта атомом. Чтобы обеспечить сохранение энергии и импульса в β-радиоактивных процессах, как известно, необходимо предположить, что в таких процессах кроме электрона рождается еще и легкая, до сих пор не наблюдавшаяся нейтральная частица. Хотя развитие этой концепции, в частности Паули, Ферми и Гейзенбергом, еще не получило удовлетворительного завершения, оно тем не менее открыло новые перспективные способы подхода к основным проблемам атомной теории и приводит к признанию необходимости считать атомные ядра механическими системами, состоящими только из тяжелых частиц.

Как известно, открытие нейтрона Чэдвиком создало основу для выполнения этой программы. В самом деле, модель ядра, состоящего из протонов и нейтронов, не только дает непосредственное объяснение значений заряда и массы ядра, но и ни в коем случае не противоречит наблюдаемым общим свойствам симметрии при условии, что нейтрон имеет тот же спин, что и протон, и также подчиняется принципу исключения. Кроме того, подобная модель указывает на простое объяснение своеобразной, давно подчеркнутой Харкинсом зависимости стабильности ядер от четности и нечетности значений атомного номера и массового числа. Интересно вспомнить, что в этой связи предположение о тяжелой нейтральной частице как составной части ядра обсуждалось за несколько лет до открытия нейтрона, причем еще до того, как на основе квантовой теории были раскрыты противоречия между свойствами реальных ядер и свойствами любых ядерных моделей, содержащих электроны.

Решающий успех в разработке протон-нейтронной модели ядра был достигнут Гейзенбергом, показавшим, как квантовомеханический формализм путем простого обобщения позволяет ввести новые силы между протоном и нейтроном, которые обладают свойствами насыщения подобно химическим силам и существование которых кажется необходимым для объяснения характерного изменения дефекта масс ядер с массовым числом. В последующие годы неоднократно пытались проверить следствия подобных предположений о ядерных силах, но за исключением богатых перспектив рассмотрения легчайших ядер этот путь очень труден уже потому, что сильная связанность движений отдельной частицы ядра исключает применение всех тех приближенных методов, которые так облегчили исследование связей электронов в атоме. Даже полностью отвлекаясь от вопроса о законе ядерных сил, нельзя также забывать следующего. То обстоятельство, что ядра могут быть разложены адиабатически на нейтроны и протоны, не дает уверенности, что более точное описание их свойств — подобно описанию обычных атомных систем — может быть проведено с помощью только таких представлений, которые использовались до сих пор для характеристики изолированных частиц.

Противоположность в постановке проблемы при исследовании строения атома и строения ядра в отношении исходных пунктов и использованных приемов проявилась особенно ярко в том, как постепенно было достигнуто понимание быстро накопившегося экспериментального материала о ядерных реакциях. Началом этого направления было основанное на квантовой механике объяснение закона радиоактивного распада, который с момента его установления Резерфордом и Содди был непогрешимым руководством при исследовании большой области радиоактивных явлений. Хотя уже Эйнштейн в своем знаменитом простом выводе закона Планка теплового излучения, полученном на основе квантовых постулатов, подчеркнул аналогию между радиоактивным распадом и атомными процессами излучения, закон распада оставался долгое время загадочным, особенно после того, как Резерфорд обратил внимание на то, что энергия отталкивания между атомным ядром и испущенной α-частицей в общем существенно больше, чем кинетическая энергия этой частицы. Вскоре после выяснения принципов квантовой механики, как известно, Гэрни и Кондоном и независимо от них Гамовым было показано, что здесь мы как раз имеем дело с особенно поучительным примером непригодности обычных механических представлений.

Действительно, согласно квантовой механике пространственно ограниченное силовое поле не представляет абсолютного препятствия даже для частиц, кинетическая энергия которых меньше максимума потенциала; и уже простого сравнения закона сил, действующих между α-частицами и ядром со сферически симметричным потенциальным барьером,

достаточно, чтобы дать непосредственное объяснение известного соотношения Гейгера — Нэттола для среднего времени жизни радиоактивного элемента и кинетической энергии испускаемой частицы.

Этот большой успех был началом весьма плодотворного направления, которое привело к широкому обзору процессов естественных и искусственных превращений ядра и сопутствующих электромагнитных излучений. Здесь прежде всего следует упомянуть объяснение Гамовым более тонкой структуры спектров α-излучения, которое подобно объяснению оптических спектров явилось основой более точного изучения дискретных квантовых состояний ядер. Вначале ведь речь шла — в отличие от анализа атомных спектров на базе принципа соответствия, — собственно, только о разумном применении классических законов сохранения и квантовых постулатов. В частности, постепенно выяснилось, что схематичное представление о поле ядра как о потенциальной яме, в которой частицы движутся приблизительно независимо друг от друга, недостаточно, чтобы объяснить детали ядерных реакций и в особенности часто с этим связанные характерные резонансные явления. В действительности выяснилось, как мы увидим, что эта типичная черта ядерных реакций в отличие от атомных реакций состоит как раз в чрезвычайно сильной связи движений частиц в ядре, по сравнению со связью движений электронов во внешней области атома, и в обусловленном этим чрезвычайно легком обмене энергией между отдельными ядерными частицами.

Это положение вещей выяснилось прежде всего при более глубоком изучении ядерных превращений, вызванных нейтронной бомбардировкой, которое последовало за открытием искусственной радиоактивности Ф. и И. Жолио. Вследствие отсутствия отталкивания вне области, занятой собственно ядром, последние явления намного легче обозревать, чем столкновения между ядрами и положительно заряженными частицами, такими, как протоны и α-частицы, для которых наличие потенциального барьера часто оказывает решающее влияние. Из того обстоятельства, что эффективные сечения неупругого рассеяния быстрых нейтронов на тяжелых ядрах по порядку величины совпадают с ядерными размерами, можно действительно немедленно заключить, что связь между проникающим нейтроном и частицами ядра должна быть очень сильной. Еще более далеко идущие выводы можно сделать из факта, впервые доказанного Ферми, что такие соударения могут даже с заметной вероятностью привести к захвату нейтрона с образованием нового стабильного ядра, которое, правда, часто оказывается β-радиоактивным, причем время жизни последнего всегда совсем другого порядка величины, чем времена, встречающиеся в процессах соударения. Но подобный захват нейтрона неизбежно связан с излучением избыточной энергии, и из наблюдаемой вероятности такого хода соударения можно поэтому заключить, что время соударения чрезвычайно велико по сравнению с интервалами времени,

необходимыми для простого прохождения нейтрона через область ядра. Уже определяемая зарядом и размерами ядер верхняя граница вероятности γ-излучения означает в действительности, что отношение между временем соударения и последними интервалами времени порядка миллиона.

Обычный способ описания атомных процессов рассеяния, приспособленный к соударениям между быстрыми электронами и атомами, при котором движение в фиксированном силовом поле учитывается в первом приближении, поэтому полностью непригоден при описании соударений между нейтроном и ядром. Скорее следует представить себе, что проникновение нейтрона в область ядра немедленно вызывает обмен энергией с частицами ядра, вследствие чего энергия очень быстро распределяется между всеми частицами созданной нейтроном и первичным ядром общей системы, причем так равномерно, что ни одна частица не обладает в ближайший момент достаточной энергией, чтобы покинуть ядро вследствие притяжения соседних частиц. Характер этого промежуточного состояния приводит также к тому, что окончательный результат столкновения определяется, так сказать, свободной конкуренцией между всеми возможными процессами распада и излучения составной системы; этим и объясняется непосредственно удивительное обилие превращений ядра, в которых проявляются почти все виды процессов, совместимых с сохранением энергии. Как раз в этой связи уже вскоре после первых попыток Резерфорда расщепить ядро α-лучами всесторонне обсуждалось предложение о промежуточном состоянии при превращениях ядра; однако до опытов с нейтронами не только трудно было усмотреть влияние барьерных эффектов, но и отсутствовала всякая основа для оценки времени жизни промежуточного состояния и для детальной характеристики его свойств.

Особенно поучительным результатом дискуссии о ядерных превращениях при столкновении с нейтроном является также открытие принципиальной разницы в распределении энергетических состояний в ядрах и атомах. Действительно, образование долгоживущего промежуточного состояния при столкновении между ядрами и нейтронами любой, достаточно высокой энергии требует обширной непрерывной области энергий составного ядра, которая, казалось, находится в прямом противоречии с доказанной при анализе спектров γ-излучения дискретностью энергетических состояний. Однако следует учесть, что при подобных соударениях мы имеем дело с такой энергией возбуждения составного ядра, которая много больше энергий возбужденных состояний, имеющих отношение к обычному γ-излучению. В то время как в последнем случае мы имеем дело с возбуждением, не превышающим нескольких миллионов электронвольт, в первом же случае энергия возбуждения равняется сумме кинетической энергии свободного нейтрона и энергии связи

нейтрона в нормальном состоянии составного ядра, которая составляет для средних массовых чисел почти 10 *Мэв*. Фактически область непрерывных энергий для таких массовых чисел начинается при энергии возбуждения только около 12 *Мэв*, и она примыкает к области дискретных состояний ядра совершенно равномерно, причем расстояния между соседними уровнями, которые для самых глубоких состояний оказываются порядка 1 *Мэв*, очень быстро уменьшаются с ростом энергии.

Прямое указание на чрезвычайно плотное распределение ядерных состояний при высоких энергиях возбуждения дали исследования по захвату очень медленных нейтронов, которые — в противоположность опытам по рассеянию быстрых нейтронов — обнаружили четкое различие в реакциях ядер с незначительно отличающимися зарядом и массой. Эта избирательность представляет собой, очевидно, квантовомеханическое явление резонанса, обусловленное, так сказать, случайным совпадением энергии связи нейтрона в созданном при захвате новом ядре с квантовым уровнем этого ядра. Из резкости резонанса и наличия избирательности среди элементов можно действительно заключить на основе простых статистических соображений, что для средних массовых чисел расстояния между уровнями вблизи энергии возбуждения 10 *Мэв* составляют только около 10 *эв*. Большой интерес представляет явление резонанса при рассеянии медленных нейтронов вообще и прежде всего наблюдение эффективных сечений, которые в отдельных случаях могут более чем в 1000 раз превышать размеры ядер; это убедительный пример полной непригодности классического характера траектории в пределах расстояний, малых по сравнению с длиной волны де Бройля. В таких условиях проблема столкновений действительно обнаруживает далеко идущее сходство с акустическими и оптическими резонансными явлениями, и, как показали впервые Брейт и Вигнер и впоследствии более подробно Бете и Плачек, можно представить, как ядерные эффективные сечения рассеяния и захвата меняются с энергией согласно формулам, совершенно аналогичным хорошо известным дисперсионным формулам оптики.

В то время как эти выводы основываются на весьма общих соображениях, объяснение распределения энергетических уровней ядер, а также оценка вероятностей индивидуальных распадов и излучений, определяющих ход ядерных реакций, требуют более тщательного изучения соответствующих механических проблем. Правда, в настоящее время невозможно провести строгое рассмотрение этих проблем; но характерные свойства ядер, для которых имеет решающее значение как раз тесная связь частиц в ядре, все же можно объяснить путем сравнения с известными свойствами твердых и жидких тел. Прежде всего типичное различие в распределении возбужденных состояний атомов и ядер легко объяснить, заметив, что в возбужденных атомах мы, в общем, имеем дело с изменением квантового состояния отдельного электрона, в то время как при ядерном воз-

буждении речь идет о квантовании движений всех частиц, напоминающих вращение и колебания твердого тела. Совокупность энергетических уровней упругого тела в самом деле определяется, если вначале отвлечься от вращений, всеми возможными комбинациями квантовых состояний, соответствующих основным колебаниям, и поэтому, вследствие весьма быстрого роста возможностей комбинирования с энергией, имеет точно такой же общий характер, как спектр состояний ядер. В количественном отношении это сравнение также дает приблизительно правильное представление о распределении состояний ядра, так как из комбинаций приблизительно эквидистантно распределенных собственных значений с расстояниями около 1 *Мэв* уже при энергии 10 *Мэв* мы получаем плотность уровней того же порядка величины, что и полученная из опытов с медленными нейтронами.

Это представление о возбуждении ядра явно показывает далеко идущую аналогию с тепловыми движениями твердого тела при низких температурах, и в этом смысле можно говорить о нагревании ядерной материи при образовании составного ядра в результате столкновения. Возникающая при этом температура, правда, необычайно высока в обычном масштабе (порядка 10^{11} градусов); в ядерном же масштабе она очень мала, так как при столкновении с не особенно быстрыми частицами вообще возбуждается небольшое число колебательных степеней свободы. С точки зрения квантовой теории теплоемкости температуре составного ядра для средних массовых чисел соответствует при обычных опытах рассеяния около 1 *Мэв* на степень свободы. При очень быстрых соударениях она, конечно, становится выше, но растет медленно, потому что число возбужденных степеней свободы быстро увеличивается, и даже при столкновении между ядром и частицей с энергией 100 *Мэв* температура составит только несколько миллионов электронвольт. Такое понятие ядерной температуры не только очень удобно для характеристики ядерного возбуждения; оно прежде всего оказалось очень полезным для описания связанных с ядерными превращениями процессов распада и излучения, которые согласно нашим представлениям весьма аналогичны испарению и тепловому излучению.

Прежде всего, как впервые заметил Френкель, испускание нейтронов сильно возбужденными ядрами в большой степени напоминает обычный процесс испарения, к которому можно, по крайней мере приближенно, применить известную формулу кинетики реакций для зависимости скорости испарения от температуры и теплоты связи. Это сравнение непосредственно объясняет и то, что испущенные при ядерных реакциях нейтроны не уносят всю избыточную энергию, а обнаруживают распределение по энергиям, поразительно сходное с максвелловским для соответствующих ядерных температур. Тот факт, что столкновения с быстрыми нейтронами вместо захвата могут привести к отщеплению одного или не-

скольких нейтронов, можно свободно рассматривать как постепенный распад составного ядра, который при возрастающих энергиях возбуждения все более уподобляется постепенному испарению капли жидкости. Для меньших возбуждений применение такой аналогии требует, однако, определенной осмотрительности, так как — в отличие от обычных процессов испарения, где вся тепловая энергия тел много больше энергии, требуемой для освобождения отдельной молекулы, — при соударениях энергия возбуждения составного ядра обычно того же порядка величины, что и энергия связи нейтрона. Как показали, в частности, Ландау и Вайскопф, для описания таких процессов все же можно применять методы статистической механики, которые представляют собой последовательное обобщение чисто термодинамического способа описания.

Даже если падающая или испущенная частица имеет заряд, превращение ядра происходит как постепенный процесс, при котором сначала образуется составное ядро, энергия которого распределена как в нагретом теле и распад которого протекает затем подобно испарению. Но в таких случаях отталкивание может, особенно если энергия частиц мала, оказать большое влияние на вероятность как образования составного ядра, так и распада его. При этом следует учитывать не только квантовомеханические барьерные эффекты; для энергий частиц, которые больше их потенциала вблизи ядерной поверхности, существенно отметить, что при оценке температуры промежуточного состояния и теплоты испарения, определяющей вероятность распада, эти потенциалы нужно вычесть из общей энергии. Простым следствием отталкивания является также и то, что кинетическая энергия испущенной заряженной частицы в общем случае становится больше кинетической энергии незаряженной, поскольку в первом случае следует опять прибавить потенциальную энергию к собственно тепловой энергии. Если кинетическая энергия сталкивающейся частицы недостаточно велика, чтобы перевести составное ядро в область непрерывного спектра энергий, у заряженных частиц, так же как при соударениях с медленными нейтронами, проявляются типичные явления резонанса. То обстоятельство, что такие резонансы чаще появляются при энергиях налетающих частиц, достаточно больших, чтобы позволить свободный проход через потенциальный барьер, ясно показывает непригодность более ранней концепции, согласно которой речь шла о квазистационарном состоянии частицы внутри барьера. Но то, что мы имеем дело, напротив, с совпадением полной энергии с квантовым состоянием коллективных движений частиц ядра, особенно убедительно доказано новыми наблюдениями Боте и его сотрудников, согласно которым при столкновениях между ядрами и частицами различного заряда, приводящих к тому же составному ядру, резонансы возникают при точно таких же значениях полной энергии.

Весьма тесная связь между движениями частиц в ядре, которая является решающей для ядерных реакций при соударении, способствует также тому, что излучательные свойства ядер существенно отличаются от излучательных свойств атомов. В то время как излучение последних в общем соответствует процессам перехода, при которых изменяется только связь одного электрона, и отвечает дипольным колебаниям, излучение ядер — как выяснилось из исследований вызванного γ-излучением фотоэффекта на внешней электронной оболочке того же атома — в общем квадрупольного типа. Согласно нашему представлению о ядерном возбуждении, это непосредственно понятно, так как излучение этого типа как раз будет соответствовать колебанию упругого тела с приблизительно равномерным распределением массы и заряда.

При таких колебаниях не могут в первом приближении возникнуть дипольные моменты, так как электрический центр должен всегда совпадать с центром тяжести. Оценка соответствующих квадрупольных моментов, основанная на размерах ядер и амплитудах квантованных ядерных колебаний, также приводит к приблизительному согласию с вероятностями процессов излучения, вычисленными из резкости резонанса при захвате медленных нейтронов. Что касается распределения интенсивности излучения для сильно возбужденных ядер, мы должны бы ожидать определенного сходства с тепловым излучением при данной температуре. Однако быстрый рост с частотой вероятности излучения более высокой полярности (мультипольности) создает относительно большую вероятность более значительных квантовых скачков, которая становится особенно заметной при возбуждении легких ядер, и в определенных случаях приводит даже к преобладанию компоненты излучения, которая соответствует прямому переходу в нормальное состояние ядра. Особенно интересно в этом отношении излучение, возникающее при бомбардировке лития протонами и содержащее почти только одну компоненту с энергией около 17 *Мэв*. Относительно большая интенсивность этого излучения происходит, между прочим, от того, что при таких соударениях мы имеем дело с явным резонансом, при котором данное состояние составного ядра вследствие общих квантовомеханических требований симметрии не может распадаться на две α-частицы, и поэтому излучение конкурирует исключительно с испусканием относительно медленного протона, который может только с трудом проходить через потенциальный барьер.

Дальнейшие интересные сведения о свойствах излучения ядер обещают в последнее время замечательные исследования Боте и Гентнера испускания нейтронов тяжелыми ядрами при облучении их только что упомянутыми γ-лучами от протон-литиевого источника. Правда, тот факт, что облученные элементы ведут себя совсем по-разному при таких ядерных фотоэффектах, казался на первый взгляд трудно совместимым с общими представлениями о возбуждениях ядра, к которым приводили

ядерные превращения при столкновениях. Согласно этим представлениям все данные элементы должны обладать уже при энергиях возбуждения, много меньших 17 *Мэв*, непрерывным распределением энергии, и поэтому мы не можем ожидать обычного эффекта резонанса. Но мы должны учесть, что ситуация при ядерных превращениях, при столкновениях и под действием облучения совершенно различна. В то время как при столкновении характер процесса существенно определяется конкуренцией возможных вероятностей распада и излучения долгоживущего промежуточного состояния, характер фотоэффекта, напротив, будет зависеть от соотношения между связью и полем излучения с соответствующими этому специфическими колебаниями ядер, с одной стороны, и связью этих колебаний с другими возможными типами колебаний, с другой. Наличие последней связи приводит к тому, что энергия быстро распределяется между всеми колебаниями, как в нагретом теле, и что тем самым вероятность излучения энергии возбуждения в форме отдельного кванта в единицу времени очень быстро уменьшается от величины, свойственной ей в начальной стадии возбуждения, до весьма малой величины, соответствующей закону теплового излучения. Ядерный фотоэффект обнаруживает и в непрерывной области избирательную частотную зависимость, если только этот переход недостаточно быстрый, чтобы уничтожить влияние первоначального способа возбуждения на общую вероятность последующего излучения кванта. Согласно этой концепции, по которой отмеченная в упомянутых опытах избирательность ядерного фотоэффекта в непрерывной области состояний аналогична наличию резких инфракрасных областей поглощения твердого тела при обычной температуре, очевидно, должна быть создана возможность выяснить силу связи ядерных колебаний из фотоэффекта. Так как теоретически оценить это отношение связей, по-видимому, будет трудно вследствие большого, по сравнению со случаем кристалла, влияния квантовой нулевой энергии, продолжения опытов следует ожидать с большим интересом.

Нам хочется упомянуть еще и другое явление, которое обещает новые взгляды на механизм ядерного возбуждения, а именно — открытие так называемых ядерных изомеров, т. е. долгоживущих продуктов с одинаковыми зарядами и массовыми числами, но обладающих различными радиоактивными свойствами. В последние годы установлено наличие таких ядерных изомеров при превращении многих элементов; особенно интересные случаи обнаружены в опытах Гана и Мейтнер с радиоактивными семействами, возникшими при столкновениях нейтронов с ураном. Как заметил впервые Вейцзекер, наличие больших времен жизни возбужденных ядер можно объяснить предположением, что соответствующие состояния ядра имеют особенно высокие квантовые числа момента, и поэтому процессы излучения, которые соответствовали бы переходу в нормальное состояние, имеют весьма малую вероятность. Эта концепция,

напоминающая метастабильность определенных атомных состояний, очень привлекательна; но пока трудно судить, достаточна ли она, чтобы объяснить особые условия появления различных ядерных изомеров, или тут играют роль еще до сих пор неизвестные, присущие ядерным процессам правила отбора.

В заключение этого краткого обозрения, целью которого было прежде всего показать замечательную плодотворность новых областей исследования, возникших благодаря совместному использованию двух фундаментальных открытий Планка и Резерфорда, вряд ли нужно особо подчеркивать, что в собственно ядерной физике мы находимся только на пороге развития. Глубокая связь экспериментальных и теоретических исследований, отличающая поиски в этой области, дает нам основания для самых больших надежд на дальнейшие успехи.

Копенгаген
Институт теоретической физики
Поступила 27 февраля 1938 г.

ЯДЕРНАЯ МЕХАНИКА *

Цель настоящей конференции — выявить существенные различия между динамическими свойствами ядер и атомных систем и выяснить, какие основные следствия вытекают из них для толкования ядерных реакций. Эти различия обусловлены тем, что частицы, входящие в состав ядер, сосредоточены в исключительно малых областях; в атоме дело обстоит совершенно иначе. Отсюда следует прежде всего, что силы, определяющие строение атома, не отличаются от тех, которые можно узнать при изучении свободных частиц, тогда как строение ядра обусловлено силами, действующими только на очень малых расстояниях. К тому же объяснение строения атомов основано на применении хорошо известного закона взаимодействия, тогда как проблема структуры ядер не может быть отделена от проблемы выражения законов ядерных сил. Кроме того, в атомах движения составляющих частиц могут рассматриваться в первом приближении как независимые одно от другого; именно на эту особенность опирается объяснение периодической системы элементов. В ядрах же, наоборот: связь между частицами так сильна, что никакие приближения такого рода не допустимы.

Для понимания законов ядерных реакций, вызванных соударениями, существенно учитывать именно это положение вещей. Оно ведет к представлению, что промежуточной стадией такой реакции является образование «составной системы», в которой общая энергия распределена между всеми входящими в нее частицами и которая не может распадаться раньше, чем на одной из этих частиц сосредоточится достаточная энергия; окончательный результат реакции будет обусловлен конкуренцией между различными возможностями распада и излучения составной системы.

С этой точки зрения захват и испускание быстрых частиц может трактоваться по аналогии с явлением испарения. Можно также опреде-

---

* *Mechanique nucléaire.* Congrès du palais de la découverte (Paris, octobre 1937). Paris, 1938, стр. 1—2 (81—82).

лить некоторую «температуру» составной системы, которая определяет скорость вылетающих частиц. В случае, если частицы электрически заряжены, необходимо, кроме того, учитывать огромные силы электрического отталкивания. В случае нейтронов, наоборот, эти силы отсутствуют; значит, можно будет изучать образование составных систем под действием медленных нейтронов, при этом явлении возникает интересный эффект резонанса, что очень напоминает оптическую дисперсию. Из этих эффектов можно будет получить подробные сведения о плотности уровней составной системы по вероятности различных процессов распада, которые хорошо уложатся в общую концепцию ядерной механики, являющейся темой данной конференции.

55

ЯДЕРНЫЙ ФОТОЭФФЕКТ*

Боте и Гентнер[1] наблюдали испускание нейтронов из тяжелых ядер под действием гамма-лучей, которые обладали энергией около 17 *Мэв* и получались при столкновениях протонов с литием. В этих замечательных опытах обнаружился резко селективный характер этого ядерного фотоэффекта. Так, для некоторых немногих элементов (в распределении которых правильности не обнаруживается) сечения для такого эффекта оказались порядка 10^{-26} *см*^{2}, тогда как для громадного большинства изученных элементов никакого заметного эффекта не наблюдалось. Как указывалось различными авторами, такой селективный характер явления на первый взгляд трудно согласовать с нашими взглядами на механизм ядерных реакций — взглядами, к которым приводит изучение явлений, порождаемых столкновениями с нейтронами[2]. В самом деле, если рассмотреть распределение уровней энергии составного ядра, образованного в таких столкновениях, то окажется следующее. Для всех более тяжелых элементов и для энергий возбуждения, превышающих 10 *Мэв*, распределение этих уровней должно, казалось бы, быть практически непрерывным; между тем ядерный фотоэффект, очевидно, требует и для гораздо более высоких возбуждений наличия резко ограниченных областей энергии и особо чувствительной «настройки» в пределах каждого из них.

Это кажущееся противоречие, однако, исчезнет, если мы вникнем в некоторые особенности распределения уровней энергии составных ядер, которые образуют, как известно, промежуточный этап в ядерных превращениях, порождаемых столкновениями. Распределение уровней энергии этих составных ядер представляет совокупность стационарных состояний, соответствующих более или менее связанным типам собственных колебаний ядра. Фотоэффект же обусловлен в первую очередь взаимодействием

---

* *Nuclear Photo-effect.* Nature, 1938, 141, 326.

[1] W. Bothe, W. Gentner. Zs. f. Phys., 1937, 107, 236.

[2] Ср.: N. Bohr. Nature, 1936, 137, 347 (статья 45), а также N. Bohr, F. Kalckar. Copenhagen Acad. Sci., Math.-Phys. Comm., 1937, 14, 10 (статья 48).

с некоторыми специальными колебательными движениями, обладающими особыми излучательными свойствами. Таким образом, в ядерных превращениях, вызываемых высокочастотным излучением, мы не имеем дела с каким-либо вполне определенным промежуточным состоянием, для которого имеет место конкуренция вероятностей распада и излучения. В нашем случае мы должны рассматривать равновесие между процессами излучения и теми процессами, которые происходят в результате связи между данным специфическим колебательным движением ядра и другими возможными колебательными состояниями. Эта связь будет способствовать быстрому затуханию всех особенностей начального типа возбуждения и замене его более устойчивым состоянием возбужденного ядра, в котором энергия распределена между всеми собственными колебаниями, подобно тому, как это имеет место для тепловых колебаний твердого тела при низких температурах. Как только такого рода состояние возбуждения ядра установилось, характер фотоэффекта практически определился. В самом деле, в этом состоянии излучательные свойства ядра будут подобны свойствам абсолютно черного тела с температурой в несколько миллионов электронвольт; поэтому вероятность того, что вся энергия возбуждения будет испущена в виде одного единственного кванта излучения в 17 *Мэв*, будет ничтожно малой. Кроме того, для тех высоких степеней возбуждения, о которых здесь идет речь, полная вероятность всех радиационных процессов будет гораздо меньше вероятности распада ядра (последняя же возрастает с температурой по экспоненциальному закону, как и для обычных процессов испарения).

В этих рассуждениях предполагается, что в рассматриваемой области энергии сечение ядерного фотоэффекта выражается формулой того же вида, как и известная формула оптики для селективного поглощения, а именно:

$$\sigma = \frac{\lambda^2}{4\pi} \sum_i \frac{\Gamma_R \Gamma_C}{(\nu - \nu_i)^2 + \frac{1}{4}(\Gamma_R + \Gamma_C)^2},$$

где λ и ν — собственно длина волны и частота γ-лучей, а ν_i — одна из тех частот, которые соответствуют наибольшему резонансу. Далее, Γ_R есть вероятность испускания вторичного кванта $h\nu$ из начального специфического состояния возбуждения ядра, а Γ_C — вероятность превращения этого специфического состояния в обычное состояние возбуждения с той же энергией. Как видно, этот последний процесс представляет близкую аналогию с тем, который наблюдается при поглощении света в газах при больших давлениях; а именно, он соответствует влиянию столкновений молекул газа на уменьшение остроты резонанса.

Имеющиеся экспериментальные данные не позволяют непосредственно обнаружить для какого-либо элемента изменение сечения селективного фотоэффекта с частотой γ-лучей.

Характер изменения этого сечения при переходе от одного элемента к другому для одной и той же частоты γ-лучей ($h\nu = 17$ *Мэв*) позволяет, однако, сделать определенные заключения относительно расстояния между резонансными максимумами и относительно их остроты. А именно, для рассматриваемой области энергий расстояние между максимумами составляет, вероятно, несколько миллионов электронвольт, а ширина каждого из них сравнима с тем изменением умноженной на h частоты ν падающих γ-лучей, которое обусловлено естественной шириной линии и эффектом Допплера в столкновениях протонов с литием. Это составляет для ширины максимумов около 50 000 *эв*. Если, далее, предположить, что наибольшие наблюдаемые сечения соответствуют максимуму резонанса, то приведенная выше формула дает для Γ_R и Γ_C значения порядка соответственно 10^{15} и 10^{19} *сек*$^{-1}$. И то и другое значения представляются вполне разумными. В самом деле, вследствие высокой частоты рассматриваемых γ-лучей мы должны ожидать, что Γ_R будет в несколько раз больше вероятности испускания обыкновенных γ-лучей в ядерных превращениях; последняя же вероятность будет, если судить по процессам захвата нейтронов, величиной порядка 10^{14} *сек*$^{-1}$. Далее, значение Γ_C должно быть гораздо меньше частоты 10^{21} *сек*$^{-1}$ первичных γ-лучей и в то же время гораздо больше вероятности распада возбужденного ядра; последняя же, если судить о ней по аналогии с процессами испарения, будет для энергий около 17 *Мэв* величиной порядка 10^{16} *сек*$^{-1}$.

Таким образом, отношение между временем жизни начального переходного состояния и полным временем жизни возбужденного состояния составляет для энергии 17 *Мэв* около 10^{-3}; для меньших энергий это отношение будет еще меньше, так как связь между разными собственными колебаниями убывает, надо думать, гораздо медленнее, чем вероятность вылета нейтрона. В то же время отношение вероятностей испускания кванта $h\nu$ в начальном состоянии возбуждения ядра и в последующем более устойчивом состоянии будет быстро убывать. Для 17 *Мэв* это отношение чрезвычайно велико, и несмотря на быстроту убывания оно едва ли достигнет порядка единицы раньше, чем мы окажемся в самой середине области дискретных ядерных уровней. Даже и в верхней части этой области мы должны поэтому ожидать селективного характера ядерного фотоэффекта, подобно обнаруженному в области непрерывного спектра; только каждый резонансный максимум распадается (в опытах с достаточно монохроматическими γ-лучами) на тонкую полосу резких линий поглощения, соответствующих отдельным уровням. Когда же начальное состояние возбуждения перестанет быть преобладающим в отно-

шении излучения, этот вид избирательности скоро исчезнет и заменится линейчатым спектром поглощения обычного типа, который, конечно, будет сопровождаться ядерным фотоэффектом лишь до тех пор, пока $h\nu$ будет достаточно большим, чтобы вызвать распад ядра.

За ценную помощь при обсуждении этих проблем, более подробное изложение которых будет дано в последующей статье в «The Communications of the Copenhagen Academy of Sciences», я выражаю здесь благодарность своим сотрудникам по Институту теоретической физики, в особенности Фрицу Калькару, внезапная смерть которого, последовавшая несколько недель назад, является для всех нас прискорбнейшей утратой.

РЕЗОНАНС В ЯДЕРНОМ ФОТОЭФФЕКТЕ*

В связи с экспериментально установленным фактом замечательной селективности ядерного фотоэффекта на тяжелых элементах недавно[1] было указано, что такой фотоэффект может послужить средством для выяснения некоторых черт механизма возбуждения атомных ядер, не обнаруживаемых при обычном способе изучения ядерных столкновений. В самом деле, вероятность возбуждения ядра монохроматическим излучением зависит от степени возбудимости в ядерном веществе вынужденных колебаний заданной частоты; поэтому экспериментальные данные об изменении выхода фотоэффекта с изменением частоты излучения должны позволить непосредственно оценить силу связи между различными видами колебаний, на которые приближенно может быть разложено коллективное движение ядерных частиц.

Ввиду того, что экспериментальный материал является весьма неполным, я хотел бы все-таки подчеркнуть предварительный характер любой такой оценки, как произведенная в цитированной заметке, и в то же время предостеречь от возможного недоразумения в связи со сделанным там замечанием о разделении процесса фотоэффекта на последовательные стадии. Такое разделение на первоначальное возбуждение колебаний определенного рода и их последующее затухание под действием связей невозможно, конечно, в случае строго монохроматического излучения. Тем не менее данному замечанию и в этом случае может быть приписан вполне определенный смысл, если мы перейдем к рассмотрению ограниченного во времени излучения с соответствующей неопределенностью в частоте.

Отсюда, в частности, следует, что, пока мы касаемся средних значений выхода фотоэффекта для интервалов энергий, больших по сравнению с расстоянием между ядерными уровнями, все типичные резонансы в основном будут одинаковыми при дискретном и непрерывном распреде-

---

* *Resonance in Nuclear Photo-Effects.* Nature, 1938, 141, 1096, 1097.

[1] N. Bohr. Nature, 1938, 141, 326.

лениях уровней. Отсюда также следует, что, вопреки утверждению в цитированной заметке, селективность фотоэффекта совершенно не зависит от отношения между вероятностями последующего испускания всей энергии в форме одного кванта излучения в начальный и в последующие моменты процесса возбуждения. Все эти заключения находятся в полном согласии с трактовкой в рамках обычной теории дисперсии монохроматического излучения, согласно которой явления избирательности должны быть приписаны аномально большой вероятности радиационного перехода в нормальное состояние из некоторой энергетической области.

Выяснением этих вопросов я обязан дискуссии с профессорами Пайерлсом и Плачеком, совместно с которыми мною подготовлена для «The Communication of the Copenhagen Academy of Sciences» статья[1] о явлениях ядерного резонанса с учетом сделанных выше замечаний.

Институт теоретической физики
Копенгаген
28 мая 1938 г.

[1] Статья 60. — *Прим. ред.*

ФИЛОСОФИЯ ЕСТЕСТВОЗНАНИЯ И КУЛЬТУРЫ НАРОДОВ *

Только с большими колебаниями я принял любезное приглашение обратиться с речью к этому собранию [1] выдающихся представителей антропологической и этнографической наук, ибо с этими науками я, как физик, конечно, не имею близкого знакомства. Однако при этом особом случае, когда само историческое окружение говорит каждому из нас об аспектах жизни, не похожих на те, которые обсуждаются на обычных заседаниях конгрессов, может быть, было бы интересно попробовать несколькими словами привлечь ваше внимание к гносеологической стороне новейшего развития философии естествознания и его отношению к общим проблемам человечества. Правда, наши разделы науки далеки друг от друга. Но физикам был преподан урок, указывающий на ту осторожность, с какой надо применять все обычные условия представления всякий раз, как мы имеем дело не с повседневным опытом, и этот урок, мне кажется, подходит для того, чтобы по-новому напомнить нам о хорошо известных гуманитарам опасностях судить с собственной точки зрения о культурах, развившихся в других обществах.

Установить резкое различие между философией естествознания и человеческой культурой, конечно, невозможно. В самом деле, физические науки являются неотъемлемой частью нашей цивилизации; это происходит не только потому, что наше все увеличивающееся овладение силами природы совершенно изменило материальные условия жизни, но также и потому, что изучение этих наук дало так много для выяснения того окружения, на фоне которого существуем мы сами. Как много значило в этом отношении то, что мы больше не считаем себя привилегированными существами, живущими в центре вселенной и окруженными менее удачливыми обществами, обитающими по краям пропасти; бла-

* *Natural Philosophy and Human Cultures.* Nature, 1939, **143**, 268—272.

[1] Собрание происходило в замке Кронеборг — месте действия шекспировского «Гамлета». Замок расположен в г. Эльсинор на берегу узкого пролива Зунд, отделяющего Данию от Швеции. — *Прим. ред.*

годаря развитию астрономии и географии мы осознали, что все мы живем на небольшой шарообразной планете Солнечной системы, которая в свою очередь является малой частью еще более грандиозных систем. В наши дни мы получили убедительное указание на относительность всех человеческих суждений; это произошло благодаря возобновленному пересмотру предпосылок, лежащих в основе однозначного применения наших даже самых элементарных понятий вроде понятия о пространстве и времени; раскрыв существенную зависимость всякого физического явления от точки зрения наблюдателя, этот пересмотр много дал для единства и красоты всей нашей картины Вселенной.

Важное значение этих крупных достижений для нашего общего кругозора общепризнанно. Что касается того неожиданного гносеологического урока, который был преподан нам за последние годы открытием совершенно новых областей физических исследований, то было бы преждевременно утверждать, что и он получил всеобщее признание. Наше проникновение в мир атомов, до сих пор бывший скрытым от глаз человека, несомненно является смелым предприятием, которое можно сравнить с великими, полными открытий кругосветными путешествиями и дерзкими исследованиями астрономов, проникших в глубины мирового пространства. Как известно, поразительное развитие искусства физического экспериментирования не только устранило последние следы старого представления о том, что грубость наших чувств будто бы навсегда лишает нас возможности получить непосредственную информацию об индивидуальных атомах, но и достигло большего. Эти опыты показали, что сами атомы состоят из еще более мелких частиц, которые можно изолировать и чьи свойства можно исследовать в отдельности. В этом захватывающем поле исследований мы в то же время научились, однако, и тому, что известные до сих пор законы природы, составляющие великое здание классической физики, годятся, только если мы имеем дело с телами, состоящими из практически бесконечного числа атомов. В самом деле, новые знания о поведении отдельных атомов и атомных частиц выявили неожиданный предел для подразделения всякого физического действия — предел, простирающийся далеко за границы старой доктрины об ограниченной делимости материи и придающий каждому атомному процессу своеобразный индивидуальный характер. Это открытие дало совершенно новое основание для понимания той внутренней стабильности атомных структур, которая в конечном счете обусловливает закономерности во всех обычных опытах.

Насколько радикальна вызванная этим развитием физики перемена в наших взглядах на описание природы, видно яснее всего из того факта, что даже принцип причинности, до сих пор считавшийся непременной основой для всех толкований явлений природы, оказался слишком узким для того, чтобы охватить своеобразные закономерности, управляющие

атомными процессами. Конечно, всякий поймет, что понадобились крайне убедительные доводы, чтобы заставить физиков отказаться от самого идеала причинности, но при изучении атомных явлений мы неоднократно научались тому, что вопросы, на которые, как считалось, давно получены окончательные ответы, таят в себе неожиданные для нас сюрпризы. Вы, наверно, все слышали о загадках, касающихся самых элементарных свойств света и материи, — загадках, которые за последние годы ставили в тупик физиков. В самом деле, кажущиеся противоречия, которые мы встречаем в этой области, так же остры, как те, из коих началось развитие теории относительности в начале этого столетия; те и другие противоречия нашли свое объяснение только благодаря более тщательному рассмотрению ограничений, налагаемых самими вновь открытыми опытными фактами на однозначное применение понятий, входящих в описание явлений. В теории относительности решающим было признание того факта, что наблюдатели, движущиеся друг относительно друга, будут описывать поведение данных объектов существенно различным образом; при выяснении же парадоксов атомной физики обнаружился тот факт, что неизбежное взаимодействие между объектами и измерительными приборами ставит абсолютный предел для возможности говорить о поведении атомных объектов как о чем-то не зависящем от средств наблюдения.

Перед нами стоит здесь гносеологическая проблема, совершенно новая для философии естествознания, где до сих пор всякое описание опытных фактов основывалось на предположении, что можно четко разграничить поведение объектов от средств наблюдения; это предположение уже входит в обычные способы выражения нашего языка. Оно не только вполне оправдывается повседневным опытом, но и составляет даже главное основание классической физики, получившей такое замечательное завершение именно благодаря теории относительности. Однако дело меняется, как только мы переходим к явлениям, подобным индивидуальным атомным процессам, которые по самой своей природе существенно определяются взаимодействием исследуемых объектов с измерительными приборами, характеризующими экспериментальную установку; в этом случае мы вынуждены пристальнее рассмотреть вопрос, какого же рода информацию о таких объектах мы можем получить. В этом отношении мы должны прежде всего отдать себе отчет в том, что цель всякого физического опыта есть получение данных при воспроизводимых и поддающихся словесной передаче условиях. Эта цель не оставляет нам никакого другого выбора, как пользоваться повседневными понятиями, может быть улучшенными терминологией классической физики, не только при описании устройства и работы измерительных приборов, но также и при описании получаемых экспериментальных результатов. С другой стороны, столь же важно понять, что именно это обстоятельство и указывает нам,

что ни один результат опыта, касающегося явления, в принципе лежащего вне области классической физики, не может быть истолкован как дающий информацию о независимых свойствах объектов (свойствах объектов самих по себе). Более того, эти результаты внутренне связаны с определенной ситуацией, в описании которой столь же существенно, как и объект, входят и измерительные приборы, взаимодействующие с объектом. Этот последний факт дает прямое объяснение кажущихся противоречий, которые появляются, если данные об атомных объектах, полученные в разных экспериментальных установках, пытаться комбинировать в связную картину объекта.

Информацию о поведении атомных объектов, полученную при определенных условиях опыта, можно, однако, адекватно характеризовать (согласно терминологии, часто употребляемой в атомной физике) как дополнительную к любой информации о том же объекте, полученной в какой-то другой экспериментальной установке, исключающей выполнение первых условий. Хотя такого рода информации не могут быть скомбинированы при помощи обычных понятий в единую картину объекта, они, несомненно, представляют одинаково важные стороны всякого знания исследуемого объекта, какое может быть получено в этой области. Действительно, признание такого дополнительного характера механических аналогий, при помощи которых пытались представить себе индивидуальные акты излучения, привело к вполне удовлетворительному разрешению упомянутых выше загадок о свойствах света. И точно так же, лишь принимая во внимание соотношение дополнительности между различными опытами над поведением атомных частиц, удалось найти ключ для понимания поразительного контраста между свойствами обыкновенных механических моделей и своеобразными законами устойчивости, управляющими атомными структурами и образующими основу для всякого обстоятельного объяснения характерных физических и химических свойств материи.

Конечно, в настоящем докладе я не намерен входить более подробно в такие детали. Но я надеюсь, что мне все же удалось дать вам достаточно ясное представление о том факте, что мы здесь имеем дело не с произвольным отказом от подробного анализа прямо-таки ошеломляющего богатства нашего быстро растущего опыта в царстве атомов. Наоборот, в понятии дополнительности мы имеем дело с рациональным развитием наших способов классифицировать и понимать новые опытные факты, которые по своему характеру не находят себе места в рамках причинного описания; последнее годится для объяснения поведения объектов, только пока это поведение не зависит от способов наблюдения. Точка зрения дополнительности далека от какого-либо мистицизма, противоречащего духу науки; в действительности она представляет собой последовательное обобщение идеала причинности.

Каким бы неожиданным ни показалось это развитие в области физики, я уверен, что многие из вас заметили близкую аналогию между описанным мною положением с анализом атомных явлений и характерными чертами проблемы наблюдения в психологии человека. Действительно, мы можем характеризовать общее направление современной психологии как реакцию против попытки разложить психический опыт на элементы, которые можно было бы объединить таким же образом, как это делается с результатами измерений в классической физике. При самонаблюдении, очевидно, невозможно четко отличить сами явления от их сознательного восприятия, и, хотя мы часто говорим о том, что мы обратили свое внимание именно на ту или иную сторону психического опыта, при более тщательном рассмотрении оказывается, что на самом деле мы встречаемся во всех подобных случаях со взаимно исключающими друг друга положениями. Мы все знаем старое высказывание, гласящее, что если мы пробуем анализировать наши переживания, то мы перестаем их испытывать. В этом смысле мы обнаруживаем, что между психическими опытами, для описания которых адекватно употребляют такие слова, как «мысли» и «чувства», существует дополнительное соотношение подобно тому, какое существует между данными о поведении атомов, полученными при разных условиях опыта; такие опытные данные описываются при помощи разных аналогий, взятых из наших обычных представлений. Проводя такое сравнение, я, конечно, не хочу навести на мысль, что есть какая-то более тесная связь между атомной физикой и психологией; я только хотел обратить ваше внимание на гносеологический аргумент, общий обеим областям знания, и таким образом побудить к более пристальному рассмотрению того, насколько решение сравнительно простых физических проблем может помочь разъяснить более запутанные психологические вопросы, с которыми сталкивается жизнь человека и с которыми так часто встречаются в своих исследованиях антропологи и этнологи.

Подходя теперь ближе к нашему предмету — значению подобных точек зрения для сравнения человеческих культур, мы прежде всего укажем на типично дополнительную связь между типами поведения живых существ, которые определяются словами «инстинкт» и «разум». Правда, любые такие слова употребляются в очень разных смыслах; так, инстинкт может значить «побуждение» и «унаследованное поведение», а разум может означать более глубокое восприятие, так же как и сознательное рассуждение. Однако нас теперь занимает только то, как на практике употребляют эти слова, чтобы отмечать разные ситуации, в которых могут оказаться животные и люди. Конечно, никто не будет отрицать, что мы принадлежим к животному миру, и даже было бы довольно трудно найти исчерпывающее определение, выделяющее человека среди животных. Действительно, трудно оценить скрытые возможности любого живого орга-

низма, и я думаю, что среди нас нет человека, на которого подчас не производило бы глубокого впечатления то, до чего можно выдрессировать цирковых животных. Четкую границу между человеком и животным нельзя было бы провести даже и по признаку способности передавать информацию от одной особи к другой; но, конечно, наша способность к речи ставит нас в этом отношении в существенное другое положение. Это относится не только к передаче практического опыта, но прежде всего к возможности передавать детям путем обучения традиции, касающиеся поведения и способов рассуждения и образующие основу всякой человеческой культуры.

Что касается сравнения разума с инстинктом, то прежде всего важно себе представить, что никакое настоящее человеческое мышление невозможно без употребления понятий, выраженных на каком-то языке, которому всякое новое поколение должно учиться заново. Это употребление понятий и представлений фактически сильно подавляет инстинктивную жизнь; оно даже находится в исключающей дополнительной связи к проявлению унаследованных инстинктов. Поразительное превосходство низших животных над человеком в использовании возможностей природы для сохранения и распространения жизни, несомненно, находит часто свое истинное объяснение в том, что у таких животных мы не можем обнаружить никакого сознательного мышления в нашем смысле слова. Вспомним также удивительную способность так называемых первобытных людей ориентироваться в лесах и пустынях; хотя такая способность, по-видимому, утрачена в более цивилизованных обществах, она может при случае проснуться в любом из нас. Наличие у первобытных людей такой способности могло бы оправдать вывод, что ее применение возможно, только если не прибегать к мышлению понятиями; со своей стороны такое мышление приспособлено для целей, гораздо более разнообразных и более первостепенной важности с точки зрения развития цивилизации. Новорожденного ребенка едва можно считать человеческим существом именно потому, что он еще не пробудился для пользования понятиями; но так как он все-таки принадлежит к человеческому роду, хотя он и беспомощнее большинства молодых животных, он, конечно, обладает органической возможностью получить путем обучения культуру, позволяющую ему занять место в том или ином людском обществе.

Такие рассуждения сейчас же ставят вопрос, действительно ли обоснованно широко распространенное убеждение, что каждый ребенок рождается с предрасположением для восприятия какой-то своей особой человеческой культуры; может быть, мы скорее должны считать, что любая культура может быть насаждена и будет процветать на совершенно разных физических почвах. Конечно, мы здесь затрагиваем предмет еще не разрешенных споров среди генетиков, которые занимаются интересными исследованиями о наследовании физических особенностей. В связи с та-

кими спорами мы должны, однако, прежде всего помнить, что различение между генотипом и фенотипом [1], столь плодотворное для разъяснения наследственности у растений и животных, существенно предполагает второстепенность влияния внешних условий жизни на характерные свойства вида. В случае же характерных свойств культур человеческих обществ проблема, однако, меняется на обратную в том смысле, что основой для классификации здесь являются традиционные обычаи, сформированные в ходе истории данного общества под влиянием естественного его окружения. Эти обычаи, так же как и их предпосылки, должны быть подробно проанализированы в первую очередь; лишь затем можно будет перейти к оценке влияния унаследованных биологических различий на развитие и сохранение соответствующих культур. Действительно, характеризуя разные нации и, более того, разные семейства внутри одной нации, мы в большей степени можем считать биологические признаки и духовные традиции независимыми друг от друга; и даже было бы соблазнительно считать прилагательное «человеческий» относящимся, по определению, исключительно к тем признакам, которые не связаны прямо с телесной наследственностью.

С первого взгляда может показаться, что такая позиция означала бы излишнее подчеркивание чисто словесных вопросов. Но весь рост физических наук учит нас тому, что зародыш плодотворного развития часто таится именно в надлежащем выборе определений. Например, если мы подумаем о той ясности, которую внесла в разные отрасли науки аргументация теории относительности, мы действительно увидим, какой прогресс может заключаться в таких формальных усовершенствованиях. Как я уже намекал раньше в моем выступлении, релятивистские точки зрения, без сомнения, могут тоже способствовать более объективному взгляду на соотношения между человеческими культурами; различия между их традициями во многом походят на различия между эквивалентными способами описания физического опыта. Эта аналогия между физическими и гуманитарными проблемами имеет, однако, ограниченный размах, и преувеличение ее привело даже к неправильному пониманию сущности самой теории относительности. В самом деле, единство релятивистской картины мира как раз и влечет за собой возможность для всякого наблюдателя предсказывать в рамках своих собственных представлений, как другой наблюдатель будет описывать свой физический опыт в рамках понятий, естественных для него. Главными препятствиями для непредубежденной точки зрения на отношение между разными человеческими культурами являются, однако, глубоко коренящиеся различия

[1] Согласно БСЭ, «генотип» есть наследственная основа организма. «Фенотип» есть совокупность свойств и признаков организма, сложившихся в процессе его индивидуального развития. — *Прим. ред.*

между традициями, составляющими тот фон, на котором основывается культурная гармония в разных человеческих обществах; эти различия и исключают всякое простое сравнение между такими культурами.

Главным образом именно в связи с этим точка зрения дополнительности выступает как средство справиться с положением. Действительно, при изучении человеческих культур, отличных от нашей собственной, мы имеем дело с особой проблемой наблюдения, которая при ближайшем рассмотрении обнаруживает много признаков, общих с атомными или психологическими проблемами; в этих проблемах взаимодействие между объектом и орудием измерения, или же неотделимость объективного содержания от наблюдающего субъекта, препятствует непосредственному применению общепринятых понятий, пригодных для объяснения опыта повседневной жизни. Особенно при изучении культур первобытных народов этнологи не только отдают себе отчет о риске испортить такую культуру неизбежным контактом, но встречаются, кроме того, и с проблемой воздействия таких исследований на их собственную позицию как людей. Я имею здесь в виду хорошо знакомое исследователям неизвестных стран потрясение их собственных, до тех пор не осознанных предрассудков, которое они испытывают, встретив неожиданную внутреннюю гармонию, которую человеческая жизнь может представить даже при условиях и традициях, радикально отличных от их собственных. В качестве особо убедительного примера я мог бы напомнить вам, до какой степени в некоторых обществах роли мужчин и женщин противоположны нашим не только в отношении домашних и общественных обязанностей, но также и в отношении поведения и интеллекта. Многие из нас, может быть, сначала и откажутся допустить возможность того, что только из-за каприза судьбы люди, о которых идет речь, имеют свою особую культуру, а не нашу, а у нас не их культура, а наша собственная. Всякое сомнение на этот счет уже заключает в себе измену национальному самодовольству, свойственному всякой человеческой культуре, замкнутой в себе.

В атомной физике слово «дополнительность» употребляют, чтобы характеризовать связь между данными, которые получены при разных условиях опыта и могут быть наглядно истолкованы лишь на основе взаимно исключающих друг друга представлений. Употребляя теперь это слово в том же примерно смысле, мы поистине можем сказать, что разные человеческие культуры дополнительны друг к другу. Действительно, каждая культура представляет собой гармоническое равновесие традиционных условностей, при помощи которых скрытые потенциальные возможности человеческой жизни могут раскрыться так, что обнаружат новые стороны ее безграничного богатства и многообразия. Конечно, в этой области не может быть и речи о таких абсолютно исключающих друг друга соотношениях, как те, какие имеются между дополнительными данными о поведении четко определенных атомных объектов. Ведь едва ли

существует культура, про которую можно было бы сказать, что она полностью самобытна. Наоборот, все мы знаем из многочисленных примеров, как более или менее тесный контакт между разными человеческими обществами может привести к постепенному слиянию традиций, из чего рождается совсем новая культура. Смешение народов в результате эмиграции или завоеваний имеет важное значение для прогресса человеческой цивилизации, и об этом едва ли нужно напоминать. Величайшая перспектива гуманитарных исследований, может быть, и состоит в том, чтобы, все больше и больше расширяя наши знания по истории развития культуры, способствовать тому постепенному устранению предубеждений, которое является общей целью всех наук.

Как я уже подчеркнул в начале своего выступления, внести какой-нибудь непосредственный вклад в решение проблем, обсуждаемых знатоками на настоящем конгрессе, выходит далеко за мои возможности. Моей единственной целью было дать вам понятие об общей гносеологической позиции, которую мы вынуждены занять в области, столь далекой от людских страстей, какой является анализ простых физических опытов. Я не знаю, однако, нашел ли я нужные слова, чтобы дать вам это общее понятие, и, прежде чем закончу, я позволю себе рассказать вам про один случай, который очень ярко напомнил мне о моих ограниченных возможностях в этом отношении. Я хотел как-то объяснить одной аудитории, что я употребляю слово «предубеждение» без всякого оттенка осуждения других культур, но просто для того, чтобы характеризовать нашу неизбежно несколько предвзятую систему понятий. Для этого я в шутку напомнил о традиционнных предубеждениях, которые датчане питают по отношению к своим шведским братьям по ту сторону прекрасного Зунда, расстилающегося за этими окнами; братьям, с которыми мы сражались в течение столетий даже в стенах этого замка и из контакта с которыми мы в течение веков извлекли так много плодотворного вдохновения. Поймите же, какой удар я получил, когда после моего доклада один из слушателей подошел ко мне и сказал, что он не понимает, за что я так ненавижу шведов. Очевидно, я выражался тогда довольно туманно, и боюсь, что и сегодня говорил очень непонятно. Тем не менее я надеюсь, что я все же говорил не настолько неясно, чтобы могли возникнуть подобные недоразумения относительно цели и направленности моих рассуждений.

58

РАСЩЕПЛЕНИЕ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР*

Благодаря любезности проф. Мейтнер и д-ра Фриша я был ознакомлен с содержанием их писем, направленных недавно в «Nature». В первом из этих писем авторы интерпретируют замечательные результаты Гана и Штрассмана как указание на существование нового типа расщепления тяжелых ядер, заключающегося в делении ядра на две части с приблизительно равными массами и зарядами, сопровождающемся выделением огромной энергии. Во втором письме д-р Фриш описывает эксперименты, в которых продукты распада непосредственно обнаруживаются по исключительно большой ионизации, которую они вызывают. В связи с исключительной важностью открытия деления ядер я хотел бы сделать несколько замечаний относительно механизма процесса деления с точки зрения общих соображений, развитых за последние годы, имея в виду объяснить основные черты ядерных реакций, наблюдавшихся к настоящему времени.

Согласно этим соображениям, всякая ядерная реакция, вызываемая столкновениями с частицами или γ-квантами, включает в себя в качестве промежуточной стадии образование составного ядра, в котором энергия возбуждения распределяется между различными степенями свободы подобно тому, как это имеет место при нагревании твердого тела или жидкости. Относительные вероятности различных возможных путей реакции определяются при этом соответствующими вероятностями снятия возбуждения путем освобождения энергии в виде γ-кванта или такого ее перераспределения, которое приводит к тому или иному типу распада составного ядра. В случае обычных реакций, в которых этот распад состоит в испускании единственной частицы, указанное перераспределение заключается в концентрации большей части энергии на одной частице, находящейся на поверхности ядра, и напоминает обычное испарение с поверхности жидкой капли. Если же распад составного ядра можно уподобить делению такой капли на две капли меньших размеров, то необхо-

* *Desintegration of Heavy Nuclei.* Nature, 1939, 143, 330.

димо, очевидно, чтобы энергия, распределенная квазитепловым образом, перешла бы в значительной своей части в некоторый специальный тип колебаний, соответствующий большим деформациям поверхности ядра.

В обоих случаях можно сказать, что ход процесса определяется флуктуацией в статистическом распределении энергии между различными степенями свободы системы, причем вероятность такого распределения существенно зависит как от величины энергии, которая должна сосредоточиться на определенном типе движения, так и от «температуры», соответствующей возбуждению всего ядра. Поскольку эффективные сечения распада ядра под действием нейтронов различных скоростей имеют тот же порядок величины, что и сечения обычных ядерных реакций, отсюда следует, что для наиболее тяжелых ядер энергия деформации, достаточная для того, чтобы вызвать их деление, имеет тот же порядок величины, что и энергия, достаточная для освобождения отдельной ядерной частицы. Однако для более легких ядер, для которых до сих пор наблюдались лишь распады типа испарения (с вылетом отдельной частицы), энергия, необходимая для деления, должна быть значительно больше энергии связи частицы в ядре.

Изложенные обстоятельства непосредственно подтверждаются тем фактом, подчеркнутым Мейтнер и Фришем, что взаимное отталкивание электрических зарядов в ядре с большим атомным номером начинает конкурировать с короткодействующими силами притяжения ядерных частиц, препятствующих деформации ядра. Описанная ситуация в ядре в большей степени напоминает проблему стабильности заряженной жидкой капли; в частности, любая деформация ядра, достаточная для его деления, может рассматриваться приближенным образом в рамках классической механики, поскольку амплитуда соответствующих колебаний, очевидно, велика по сравнению с квантовомеханическими нулевыми колебаниями. Именно поэтому представляется возможным понять замечательную стабильность тяжелых ядер в основном состоянии или в состояниях с малым возбуждением, хотя при их делении и могла бы выделиться большая энергия.

Продолжение экспериментов по исследованию нового типа ядерных превращений и прежде всего более тщательное изучение условий их протекания, несомненно, даст ценнейшую информацию о механизмах возбуждения ядер.

Институт перспективных исследований
Принстон, Нью-Джерси
20 января 1939 г.

РЕЗОНАНСНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В РАСЩЕПЛЕНИИ УРАНА И ТОРИЯ И ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР*

Изучение ядерных превращений при бомбардировке нейтронами урана и тория, начатое Ферми и его сотрудниками и продолженное в работах Мейтнер, Гана и Штрассмана, а также Кюри и Савича, пролило свет на целый ряд интересных явлений. Прежде всего, как было указано Мейтнер и Фришем [1], обнаруженный недавно Ганом и Штрассманом радиоактивный изотоп бария, являющийся продуктом таких превращений, свидетельствует о новом типе ядерных реакций, в которых ядро делится на два ядра с меньшими зарядами и массами, причем в результате этого процесса выделяется энергия, превышающая сто миллионов электрон-вольт. Прямое доказательство существования так называемого деления ядер было дано Фришем [2] в случае тория и урана. При этом наблюдалась очень интенсивная ионизация газа, вызванная осколками ядерного деления, движущимися с большой скоростью.

В недавней заметке [3], касающейся этой интереснейшей предложенной Мейтнер и Фришем трактовки ядерных превращений, происходящих под действием нейтронов, автор подчеркнул, что для описания хода этих реакций можно предположить, что они протекают в два этапа, точно так же, как это имеет место в обычных ядерных реакциях. Первой стадией является образование составного ядра, в котором энергия распределяется (между частицами ядра) подобно тому, как это имеет место в случае теплового движения частиц жидкости или твердого тела. Вторая стадия состоит в освобождении этой энергии в виде излучения или в пе-

* *Resonance in Uranium and Thorium Desintegrations and the Phenomenon of Nuclear Fission.* Phys. Rev., 1939, **55**, 418, 419.

[1] L. Meitner, O. Frisch. Nature, 1939, **143**, 239; в этой работе даны ссылки на предыдущие статьи.

[2] O. Frisch. Nature, 1939, **143**, 276. Рукопись этой заметки (так же как и рукопись заметки проф. Мейтнер и д-ра Фриша) была любезно предоставлена мне авторами. Как я узнал из других дружески переданных мне сообщений, дальнейшие исключительно интересные сведения относительно явлений деления ядер получены в последнее время в ряде лабораторий Америки и Европы.

[3] N. Bohr. Nature, 1939, **143**, 330 (статья 58).

реходе ее в такую форму, которая приводит к распаду составного ядра. В случае обычных реакций, сопровождающихся испусканием из составного ядра протона, нейтрона или γ-кванта, мы имеем дело с концентрацией значительной части этой энергии возбуждения на одной частице, расположенной на поверхности ядра, так что количество этой энергии оказывается достаточным для ее вылета из ядра. Этот процесс подобен явлению испарения молекулы из капли жидкости.

В случае явлений деления эта энергия должна переходить в некоторый специальный тип движения всего ядра, сводящийся к деформации его поверхности; эта деформация должна быть достаточно большой, чтобы привести к делению ядра, подобному делению жидкой капли на две капельки меньших размеров. Из статистико-механического рассмотрения, аналогичного тому, которое используется для описания ядерных реакций в терминах испарения, следует, что с увеличением заряда ядра вероятность деления становится сравнимой с вероятностью обычных ядерных реакций; это происходит тогда, когда энергия указанной деформации уменьшается до значений того же порядка величины, что и энергия, необходимая для вылета отдельной ядерной частицы.

Здесь я хотел бы указать, что это рассмотрение, по-видимому, позволяет без труда объяснить специфическую зависимость от скорости падающих нейтронов сечений различных процессов превращения в случае урана и тория (эта зависимость наблюдалась Мейтнер, Ганом и Штрассманом [4]). В свете новых открытий, по-видимому, большое число наблюдавшихся процессов, в которых трудно разобраться на основе обычных представлений об ядерных реакциях, можно согласно Мейтнер и Фришу свести только к двум типам превращений. Один из них состоит в обычном радиационном захвате падающего нейтрона, сопровождающимся образованием составного ядра в основном состоянии с последующим его превращением в стабильное ядро путем испускания β-частицы. Другой тип превращения заключается в делении возбужденного составного ядра, которое может происходить многими различными путями; при этом продукты такого деления обладают широким спектром значений масс и зарядов. Это обстоятельство, как мы увидим ниже, имеет особое значение для понимания некоторых специфических особенностей деления урана. Только внимательное изучение статистического распределения осколков деления позволяет выяснить происхождение конечного продукта реакции, обладающего химическими свойствами и данным периодом полураспада.

В случае процессов захвата, которые приводят к появлению радиоактивных изотопов урана и тория с периодами полураспада соответственно 24 и 33 *мин*, Мейтнер, Ган и Штрассман обнаружили существование

[4] L. Meitner, O. Hahn, F. Strassmann. Zs. f. Phys., 1937, **106**, 249; 1938, **109**, 538.

резонансных явлений для нейтронов сравнительно малых скоростей. В уране, где это явление было изучено более полно, они нашли, что для нейтронов с энергией порядка 25 *эв* сечение захвата по меньшей мере в 30 раз превосходит сечение захвата тепловых нейронов. Поскольку в этой резонансной области сечение достигает значения 10^{-21} *см*^{2}, указанные авторы считают, что, как с очевидностью следует из простых соображений дисперсионной теории, это явление следует приписать урану-238, преобладающему в естественной смеси изотопов урана. Из того обстоятельства, что и для урана, и для тория резонансный захват не сопровождается сколько-нибудь значительным увеличением сечения процесса деления, мы можем заключить далее, что вероятность излучения составного ядра в рассматриваемом возбужденном состоянии значительно превосходит вероятность деления и что основное состояние этих ядер является по существу стабильным — с точностью до β-радиоактивности.

Что касается других процессов превращения, которые теперь следует связывать с делением ядер, существенное различие между ураном и торием было найдено в исследованиях Мейтнер, Гана и Штрассмана, а также в прямых экспериментах Фриша. В случае быстрых нейтронов было найдено, что сечения деления урана и тория имеют одинаковый порядок величины. Что же касается нейтронов тепловых скоростей, то в этом случае было обнаружено большое увеличение сечения деления именно для урана, но не для тория. Результаты для быстрых нейтронов могут быть просто объяснены в рамках общей картины ядерных процессов, обрисованной выше, в соответствии с которой мы должны ожидать, что вероятность деления возрастает с ростом возбуждения составного ядра более быстро, чем вероятность излучения, и становится значительно больше последней при высоких степенях возбуждения. Однако особенности взаимодействия медленных нейтронов с ураном, очевидно, не могут быть объяснены на основе приведенных выше соображений, если ограничиваться рассмотрением образования составного ядра с атомным номером 239. Но так как периоды полураспадов наиболее часто встречающихся радиоактивных осколков деления, как это уже отмечалось, не зависят от того, какой из изотопов подвергся делению, мы можем связать обсуждаемый эффект с делением возбужденного ядра с массовым числом 236, которое образуется при попадании нейтрона в ядро редкого изотопа урана-235.

Из того обстоятельства, что энергия связи нейтрона в ядре с четным номером значительно больше в случае четного атомного веса, чем в случае нечетного, мы должны ожидать, что при данной скорости нейтрона энергия возбуждения составного ядра с атомным весом 236 будет значительно больше, чем с атомным весом 239. Соответственно этому в первом случае будет наблюдаться более плотное распределение резонансных уровней и значительно бо́льшая вероятность деления, чем во втором.

Поэтому даже при возбуждении ядра медленными нейтронами вероятность деления ядра урана-236 будет значительно больше, чем вероятность радиационного захвата. Благодаря соответствующему уширению уровней энергетический спектр ядра урана-236 в рассматриваемой области может оказаться непрерывным. Тогда при условии, что вероятность деления достаточно велика, мы должны для малых энергий нейтронов ожидать обратно пропорциональной зависимости сечения деления от скорости нейтронов. Это позволяет объяснить как наблюдаемые вероятности рассматриваемых процессов, вызываемых тепловыми нейтронами, так и отсутствие каких-либо существенных эффектов в случае нейтронов более высоких скоростей. Для быстрых нейтронов сечение, разумеется, не может превосходить геометрические размеры ядра и вследствие малого количества рассматриваемого изотопа урана-235 число случаев его деления будет значительно меньше, чем число случаев деления преобладающего изотопа.

Поэтому представляется, что все известные экспериментальные факты получают простое объяснение без каких-либо дополнительных предположений об особых свойствах некоторых уровней. Подобные предположения, которые до настоящего времени считалось необходимым принимать для объяснения рассмотренных явлений, в действительности было бы трудно согласовать с общими представлениями о возбуждении ядер. Более подробное обсуждение механизма деления и стабильности тяжелых ядер в их основном и возбужденном состояниях будет опубликовано в статье автора, написанной в сотрудничестве с проф. Дж. А. Уилером.

Институт перспективных исследований
Принстон, Нью-Джерси
7 февраля 1939 г.

60

ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ НЕПРЕРЫВНОГО СПЕКТРА*

(Совместно с Р. Пайерлсом и Г. Плачеком)

Для ядерных реакций, вызываемых столкновением частиц или электромагнитным излучением, типично, что они могут рассматриваться как бы происходящими в два этапа: сначала образуется сильно возбужденное составное ядро, а затем происходит его распад или радиационный переход в менее возбужденное состояние. Пусть A, B,... — возможные взаимоисключающие исходы реакции, характеризующиеся природой, внутренним квантовым состоянием и направлением спина как испускаемой частицы или фотона, так и остаточного ядра, а также орбитальным моментом. Вероятности переходов в единицу времени из составного состояния в состояние A, B,... обозначим соответственно через P_A, P_B, ..

Сечение реакции $A \to B$ при этом, очевидно, будет

$$\sigma_B^A = \sigma^A \frac{P_B}{P_A + P_B + \ldots}, \tag{1}$$

где σ^A — сечение образования составного ядра при столкновении, для которого A является исходным состоянием. Конечно, в этой формуле подразумевается, что мы имеем дело с такими энергиями, при которых возможно образование составного ядра. Другими словами, мы находимся либо в непрерывном спектре энергий, либо, если уровни дискретны, вблизи оптимального резонанса. Более того, предполагается, что все возможные реакции, включая рассеяние, происходят через образование составного ядра. В частности, пренебрегается вкладом так называемого потенциального рассеяния, когда частица отклоняется, фактически не вступая в близкий контакт с отдельными частицами исходного ядра.

---

* *Nuclear Reactions in the Continuous Energy Region* (With R. Peierls and G. Placzek). Nature, 1939, 144, 200, 201.

При таких предположениях весьма общая теорема квантовой механики[1], связанная с сохранением полной вероятности, приводит к соотношению

$$\sigma^A = \frac{\lambda^2}{\pi}(2l+1)\frac{P_A}{P_A+P_B+\ldots}, \qquad (2)$$

где λ — длина волны налетающей частицы и l — ее момент количества движения.

В случае системы дискретных уровней формулы (1) и (2) дают то же сечение, что и обычная дисперсионная формула, примененная к середине резонансной линии в пренебрежении влиянием остальных уровней. При этом каждому резонансному уровню соответствует четко определенное квантовое состояние составного ядра, и его свойства — в том числе и вероятности распада P_A, P_B, ... — не могут зависеть от того, при каком столкновении оно возникло. Иначе говоря, они были бы точно такими же, если бы мы вместо A в качестве исходного состояния выбрали B, C и т. д.

В случае же непрерывного спектра, когда имеется много квантовых состояний, энергии которых совпадают с точностью, определяемой временем жизни составного ядра, истинное состояние системы оказывается суперпозицией нескольких квантовых состояний. Поэтому его свойства зависят от соотношения фаз этих состояний и, следовательно, от того процесса, в котором образовалось составное ядро.

Такая зависимость делается особенно очевидной, если рассмотреть формулу для средней величины сечения в интервале, содержащем много уровней,

$$\bar{\sigma}^A = \frac{\hbar}{2}\rho\lambda^2(2l+1)P_A^0; \qquad (3)$$

она вытекает из известного принципа детального равновесия. Здесь ρ — плотность уровней составного ядра (с соответствующим значением момента и симметрией), отнесенная к единичному интервалу энергии; P_A^0 — вероятность процесса A в статистическом равновесии. Последняя величина является характеристикой микроканонического ансамбля, содержащего состояния A, B и т. д. с соответствующими статистическими весами.

В случае системы дискретных уровней, когда формула (3) также непосредственно выводится из дисперсионной формулы, P_A^0 означает просто усредненное по многим уровням значение вероятности P_A, которая при этом является четко определенной.

---

[1] Детали этого рассмотрения, как и других вопросов, затронутых в настоящей заметке, будут опубликованы в «Communication of the Copenhagen Academy».

Для непрерывного спектра формула (3) должна совпадать с (2), поскольку сечение не меняется заметным образом в интервале энергии, содержащем много уровней. Поэтому из сравнения равенств (2) и (3) получаем

$$\frac{P_A^{(A)}}{P_A^0} = \frac{\pi}{2}\hbar\rho\left(P_A^{(A)} + P_B^{(A)} + \ldots\right) = \frac{\pi}{2}\cdot\frac{\Gamma^{(A)}}{d}. \tag{4}$$

Здесь индекс (A) добавлен ко всем вероятностям, входящим в формулу (2), чтобы явно показать зависимость этих величин от способа образования составного ядра; $\Gamma^{(A)}$ означает полную энергетическую ширину рассматриваемого состояния, а $d = \frac{1}{\rho}$ — среднее расстояние между уровнями. Для непрерывного спектра $\Gamma^{(A)} \gg d$, и поэтому вероятность $P_A^{(A)}$ обратного испускания налетающей частицы без изменения состояния ядра оказывается гораздо большей, чем вероятность испускания этой же частицы составным ядром, образованным каким-либо другим способом.

До сих пор мы использовали аргумент весьма общего характера. Обсуждение же вопроса о возможной зависимости $P_B^{(A)}$ от вида состояния A, из которого образовалось составное ядро (при $A \neq B$), требует более детального рассмотрения механизма возбуждения ядра.

Можно представить себе случаи, когда такая зависимость, по-видимому, должна существовать. Действительно, если быстрая частица сталкивается с системой сравнительно больших размеров, энергия возбуждения может оказаться локализованной в небольшой окрестности точки соударения, и вылет быстрых частиц из этой окрестности может быть более вероятным, чем в случае статистического равновесия. Далее, если различные колебательные степени свободы системы очень слабо связаны между собой, то возбуждение одной из них (например, посредством электромагнитного излучения) будет лишь с малой вероятностью приводить к состояниям, содержащим много нормальных колебаний существенно различного типа, даже если такие состояния преобладают в статистическом равновесии.

Однако в реальных ядрах движение не может описываться совокупностью слабо связанных колебаний; равным образом нельзя ожидать, что при умеренных энергиях существенную роль в ядерных реакциях будет играть эффект локализации энергии. Если не предполагать каких-либо других специальных причин для наличия зависимости $P_B^{(A)}$ от A, можно в качестве вполне разумной идеализации считать, что и в случае непрерывного спектра все $P_B^{(A)}$ равны P_B^0. Исключением, конечно, является случай $A = B$, когда, как мы видели из формулы (4), фазовые соотношения обязательно благоприятствуют обратному испусканию налетающей частицы.

Типичным примером реакции в непрерывном спектре энергии является ядерный фотоэффект в тяжелых элементах, вызываемый γ-лучами с энергией около 17 *Мэв*. Первые эксперименты Боте и Гентнера создавали впечатление о существовании заметных различий между сечениями этой реакции для разных элементов, но дальнейшие их исследования показали, что эти различия можно объяснить неодинаковостью радиоактивных свойств остаточного ядра; сечения фотоэффекта на всех тяжелых ядрах[1] оказались порядка $5 \cdot 10^{-26}$ *см*^{2}.

До последнего времени все обсуждения были основаны на формулах (1) и (2), в которых не проводилось осознанного различия между величинами $P_A^{(A)}$ и P_A^0. При этом значительную трудность представляло объяснение приведенной выше величины сечения фотоэффекта. Действительно, если для вероятности вылета нейтрона P_B принять оценку 10^{17} *сек*$^{-1}$, то для P_A мы должны получить значение 10^{15} *сек*$^{-1}$. Оно казалось недопустимо большим, если принять его за величину P_A^0, поскольку эта величина с очевидностью должна быть гораздо меньше полной вероятности радиационных переходов, включающей переходы на многочисленные уровни помимо основного состояния; указанная же вероятность составляла по оценке около 10^{15} *сек*$^{-1}$.

Однако теперь мы видим, что, поскольку расстояние между уровнями в рассматриваемой высоковозбужденной области, по-видимому, порядка 1 *эв*, а ширина уровней, соответствующая приведенному выше значению P_B, составляет около 100 *эв*, $P_A^{(A)}$ здесь должно быть значительно бо́льшим, чем P_A^0. Из формулы (4) или, более непосредственно, из формулы (3) следует, что P_A^0 при этом должно составлять всего около 10^{-13} *сек*$^{-1}$, что представляется вполне разумным.

Институт теоретической физики
Копенгаген
4 июля 1939 г.

---

[1] W. Bothe, W. Gentner. Zs. f. Phys., 1937, 106, 236; 1939, 112, 45.

61

МЕХАНИЗМ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР*

(Совместно с Дж. А. Уилером)

Дается объяснение механизма деления атомного ядра на основе модели ядра как жидкой капли. В частности, получены заключения об изменении от ядра к ядру критической энергии, необходимой для деления, а также о зависимости сечения деления данного ядра от энергии возбуждающей частицы. Данные наблюдений подробно обсуждаются с точки зрения развиваемых теоретических представлений. Теория и эксперимент согласуются в разумных пределах, давая удовлетворительную картину процесса деления ядер.

ВВЕДЕНИЕ

Образование новых радиоактивных изотопов при захвате нейтронов тяжелыми ядрами, обнаруженное Ферми и сотрудниками, привело в случае урана к интереснейшему открытию новых ядер с массами и зарядами, бóльшими, чем у всех известных изотопов. Продолжение этих исследований, особенно в работах Мейтнер, Гана и Штрассмана, а также Кюри и Савича, привело к ряду неожиданных и даже поразительных результатов и в конце концов к открытию Ганом и Штрассманом[1] образования из урана элементов с гораздо меньшим атомным весом и зарядом.

Открытый таким образом новый тип ядерных реакций Мейтнер и Фриш[2] назвали делением. Эти авторы подчеркнули, что с точки зрения капельной модели ядра рассматриваемый процесс аналогичен дроблению жидкой сферической капли на две капельки меньших размеров в результате деформации, вызванной внешним возмущением. В этой связи они также обратили внимание на тот факт, что для самых тяжелых ядер взаимное

* *The Mechanism of Nuclear Fission.* (With J. A. Wheeler). Phys. Rev., 1939, 56, 426—450.

[1] O. Hahn, F. Strassmann. Naturwiss., 1939, 27, 11; см. также: P. Abelson. Phys. Rev., 1939, 55, 418.

[2] L. Meitner, O. R. Frisch. Nature, 1939, 143, 239.

отталкивание электрических зарядов в большой степени компенсирует короткодействующие ядерные силы притяжения, действие которых подобно поверхностному натяжению препятствует изменению формы ядра. По этой причине для создания критической деформации требуется сравнительно небольшая энергия, в то время как освобождающееся в результате деления количество энергии очень велико.

Именно выделяющаяся в процессе деления огромная энергия, как известно, позволила наблюдать подобные процессы непосредственно — либо по вызываемой ядерными осколками сильной ионизации, которая впервые наблюдалась Фришем [3] и вскоре после него независимо другими авторами, либо по проникающей способности этих осколков, которая дает возможность наиболее эффективным способом отделять образовавшиеся при делении новые ядра от урана [4]. Эти продукты деления характерны прежде всего их специфической бета-радиоактивностью, позволяющей идентифицировать их как химически, так и спектроскопически. Кроме этого, было обнаружено, что процесс деления сопровождается вылетом нейтронов, часть из которых связана, по-видимому, с самим актом деления, а остальные — с последующими бета-превращениями в ядерных осколках.

В соответствии с общей картиной ядерных реакций, разработанной в течение нескольких последних лет, мы должны принять, что любое ядерное превращение, вызванное столкновением с какой-либо частицей или γ-квантом, протекает в две стадии. Первой стадией является образование сильно возбужденного составного ядра, живущего сравнительно долгое время; вторая стадия состоит в распаде этого составного ядра или переходе его в менее возбужденное состояние посредством излучения. Для тяжелого ядра такими распадными процессами, конкурирующими с излучением, являются испускание нейтрона и, в соответствии с последним открытием, деление ядра. Для первого процесса необходимо, чтобы значительная часть энергии возбуждения составного ядра, первоначально распределенной между многими частицами подобно тепловой энергии в теле с большим числом степеней свободы, сконцентрировалась на одной частице, расположенной вблизи поверхности ядра. Что же касается второго процесса, то он требует перехода части этой энергии в энергию де-

[3] O. R. Frisch. Nature, 1939, **143**, 276; G. K. Green, L. W. Alvarez. Phys. Rev., 1939, **55**, 417; R. D. Fowler, R. W. Dodson. Phys. Rev., 1939, **55**, 418; R. B. Roberts, R. C. Meyer, L. R. Hafstad. Phys. Rev., 1939, **55**, 417; W. Jentscke, F. Prankl. Naturwiss., 1939, **27**, 134; H. L. Anderson, E. T. Booth, J. R. Dunning, E. Fermi, G. N. Glasoe, F. G. Slack. Phys. Rev., 1939, **55**, 511.

[4] F. Joliot. Comptes Rendus, 1939, **208**, 341; L. Meitner, O. R. Frisch. Nature, 1939, **143**, 471; H. L. Anderson, E. T. Booth, J. R. Dunning, E. Fermi, G. N. Glasoe, F. G. Slack. Phys. Rev., 1939, **55**, 511.

формации, которая должна быть достаточно сильной, чтобы привести к делению [5].

Конкуренция между процессами деления ядра, испускания нейтрона или γ-кванта, по-видимому, наиболее ярко проявляется в том, как сечение деления ядер тория и урана меняется с энергией падающих нейтронов. Обнаруженное Мейтнер, Ганом и Штрассманом значительное различие этих процессов для двух упомянутых элементов, вероятно, также можно успешно объяснить с этой точки зрения присутствием в уране нескольких стабильных изотопов. Значительную часть всех актов деления разумно приписать ядрам редкого изотопа U^{235}, которые при данной энергии нейтрона приводят к составному ядру с большей энергией возбуждения и соответственно меньшей стабильностью, чем составное ядро из преобладающего изотопа урана [6].

В настоящей статье более детально рассматривается механизм процесса деления и сопутствующих эффектов. Это рассмотрение основывается на сравнении ядра с жидкой каплей. Критической энергии деформации сопоставляется потенциальная энергия капли в состоянии неустойчивого равновесия, и таким образом ее величина оценивается в зависимости от заряда и массы ядра. Чтобы определить вероятность деления, нет необходимости подробно обсуждать вопрос о том, как именно первоначально сообщенная ядру энергия возбуждения постепенно распределяется по различным степеням свободы и в конце концов приводит к критической деформации. В действительности простое статистическое рассмотрение приводит к приближенному выражению для вероятности реакции деления, которая оказывается зависящей лишь от критической энергии деформации и характера распределения энергетических уровней ядра. Предлагаемая общая теория, по-видимому, хорошо согласуется с результатами наблюдений и дает удовлетворительную картину явления деления.

В разделе I мы с целью ориентировочной прикидки (и как материал для дальнейшего рассмотрения) качественно оцениваем на основании имеющихся данных величину энергии, которая может освободиться при делении тяжелого ядра различными способами. В частности, изучается не только энергия, освобождающаяся в самом акте деления, но и энергия, необходимая для последующего испускания нейтронов осколками деления, а также выделяющаяся при бета-распаде этих осколков.

В разделе II более подробно изучается проблема деформации ядра с точки зрения сравнения ядра с жидкой каплей, чтобы получить оценку энергии, необходимой различным ядрам для достижения критической деформации, приводящей к их делению.

[5] N. Bohr. Nature, 1930, 143, 330 (статья 58).
[6] N. Bohr. Phys. Rev., 1939, 55, 418 (статья 59).

В разделе III более подробно рассматривается статистическая механика процесса деления и приближенно оценивается вероятность деления, которая сравнивается с вероятностью излучения γ-кванта и вылета нейтрона. На основе развиваемой теории обсуждается изменение сечения с энергией.

В разделе IV описанное рассмотрение применяется к анализу экспериментальных данных по сечениям деления урана и тория нейтронами различных скоростей. В частности, показано, что сравнение с теорией, развитой в разделе III, приводит к значениям критической энергии деления для тория и разных изотопов урана, которые хорошо согласуются с результатами раздела II.

В разделе V обсуждается проблема статистического распределения осколков деления ядер по их массам, а также вопрос о степени возбуждения этих осколков и происхождении вторичных нейтронов.

Наконец, в разделе VI мы рассматриваем эффекты деления, которые можно ожидать в других элементах, отличных от урана и тория, при достаточно больших скоростях нейтронов, а также в уране и тории при бомбардировке дейтронами и протонами или при возбуждении γ-квантами.

I. ЭНЕРГИЯ, ОСВОБОЖДАЮЩАЯСЯ ПРИ ДЕЛЕНИИ ЯДРА

Полная энергия, освобождающаяся при делении ядра на две меньшие части, дается выражением

$$\Delta E = (M_0 - \sum M_i)\, c^2, \tag{1}$$

где M_0 и M_i — массы начального и образующихся ядер в покое и в невозбужденном состоянии. Мы не располагаем никакими экспериментальными данными относительно масс ядер с необычным значением отношения заряда к массе, образующихся при делении, например, такого тяжелого ядра, как уран, на две примерно равные части. Однако разумно принять в соответствии с аргументами Гамова, что отличие массы подобного осколка от массы соответствующего стабильного ядра с тем же массовым числом можно записать в виде

$$M(Z, A) - M(Z_A, A) = \frac{1}{2} B_A (Z - Z_A)^2, \tag{2}$$

где Z — атомный номер осколка, а Z_A — некоторое число, вообще говоря, не обязательно целое. (Здесь мы временно отвлекаемся от колебаний в величине энергии связи ядра, связанных с четностью числа частиц в ядре и с другими более тонкими эффектами.) Для массовых чисел A в пределах от 100 до 140 значения величины Z_A даются пунктирной ли-

нией на рис. 8; аналогичным образом можно определить их для массовых чисел вне этих пределов.

Величина B_A в настоящее время не может быть получена непосредственно из эксперимента, однако ее можно оценить следующим способом. Можно считать, что энергия ядер с данным массовым числом меняется с изменением заряда Z приблизительно по формуле

$$M(Z,\ A)=C_A+\frac{1}{2}B'_A\left(Z-\frac{1}{2}A\right)^2+\left(Z-\frac{1}{2}A\right)(M_p-M_n)+ \\ +3Z^2e^2/5r_0A^{1/3} \qquad (3)$$

Здесь второй член описывает различие масс изобаров в пренебрежении разностью масс протона и нейтрона $M_p—M_n$ и энергией электростатического взаимодействия, которые учитываются соответственно третьим и четвертым членами. В последнем члене, как обычно, эффективный радиус ядра предполагается равным $r_0A^{1/3}$, где коэффициент r_0 согласно оценкам из теории альфа-распада примерно равен $1{,}48\cdot 10^{-13}$ *см*. Приравнивая значения относительной разности масс, даваемые формулами (2) и (3), находим

$$B'_A=\left(M_p-M_n+\frac{6Z_Ae^2}{5r_0A^{1/3}}\right)\Big/\left(\frac{1}{2}A-Z_A\right) \qquad (4)$$

и

$$B_A=B'_A+\frac{6e^2}{5r_0A^{1/3}}=\left(M_p-M_n+\frac{3A^{2/3}e^2}{5r_0}\right)\Big/\left(\frac{1}{2}A-Z_A\right). \qquad (5)$$

Значения B_A для различных ядер, полученные по этой формуле, сведены в табл. I.

На основе сказанного выше можно оценить массу ядра $(Z,\ A)$, воспользовавшись коэффициентом упаковки для известных ядер. Имеем

$$M(Z,\ A)=A(1+f_A)+\frac{1}{2}B_A(Z-Z_A)^2+ \\ +\begin{cases} 0 & \text{при } A \text{ нечетном,} \\ -\frac{1}{2}\delta_A & \text{при } A \text{ четном, } Z \text{ четном,} \\ +\frac{1}{2}\delta_A & \text{при } A \text{ четном, } Z \text{ нечетном,} \end{cases} \qquad (6)$$

где f_A можно принять равным средней величине коэффициента упаковки по небольшой области атомных весов; последний член учитывает типичное различие энергий связи ядер в зависимости от четности числа протонов и нейтронов. Используя результаты Демпстера[7] по измерению

[7] A. J. Dempster. Phys. Rev., 1938, 53, 869.

коэффициентов упаковки, следует иметь в виду, что в этих измерениях учитывался лишь усредненный вклад второго члена в формуле (6). Однако связанная с этим неточность практически компенсируется влиянием третьего члена, как это можно видеть из рис. 8, поскольку подавляющее большинство ядер, изучавшихся с помощью масс-спектрографа, составляли четно-четные ядра.

Из формулы (6) получаем энергию, освобождающуюся при испускании или захвате электрона ядром, нестабильным по отношению к бета-превращению,

$$E_\beta = B_A\left(|Z_A - Z| - \frac{1}{2}\right) + \begin{cases} 0 & \text{при } A \text{ нечетном,} \\ -\frac{1}{2}\delta_A & \text{при } A \text{ четном, } Z \text{ четном,} \\ +\frac{1}{2}\delta_A & \text{при } A \text{ четном, } Z \text{ нечетном.} \end{cases} \quad (7)$$

Этот результат дает нам возможность оценить δ_A, изучая стабильность изобар с четным массовым числом. В действительности для четно-четных ядер δ_A больше или меньше $B_A\left(|Z_A - Z| - \frac{1}{2}\right)$ в зависимости от того, является ли ядро стабильным или нестабильным. Для ядер среднего атомного веса это условие дает весьма узкие границы для δ_A; с другой стороны, в области очень высоких массовых чисел можно оценить δ_A непосредственно по разности энергий, освобождающихся в последовательных бета-превращениях



$$\mathrm{UX_I} \to (\mathrm{UX_{II}},\ \mathrm{UZ}) \to \mathrm{U_{II}},\quad \mathrm{MsTh_I} \to \mathrm{MsTh_{II}} \to \mathrm{RaTh},\quad \mathrm{RaD} \to \mathrm{RaE} \to \mathrm{RaF}.$$

Полученные оценки для δ_A сведены в табл. I.

Таблица I

Оценки величин, входящих в формулы (6) и (7) для различных значений массового числа A (B_A и δ_A даны в *Мэв*)

A	Z_A	B_A	δ_A	A	Z_A	B_A	δ_A	A	Z_A	B_A	δ_A	A	Z_A	B_A	δ_A
50	23,0	3,5	2,8	100	44,0	2,0	2,6	150	62,5	1,2	1,5	200	80,0	0,95	1,1
60	27,5	3,3	2,8	110	47,7	1,7	2,4	160	65,4	1,1	1,3	210	83,5	0,92	1,1
70	31,2	2,5	2,7	120	50,8	1,5	2,1	170	69,1	1,1	1,2	220	87,0	0,88	1,1
80	35,0	2,2	2,7	130	53,9	1,3	1,9	180	72,9	1,0	1,2	230	90,6	0,86	1,0
90	39,4	2,0	2,7	140	58,0	1,2	1,8	190	76,4	1,0	1,0	240	93,9	0,83	1,0

Приведенное рассмотрение в сочетании с имеющимися данными измерений масс ядер дают представленные в табл. II типичные оценки энергии, освобождающейся при делении ядра на две приблизительно равные части[8].

Таблица II

Оценки выхода энергии при делении типичных ядер на два осколка (третий столбец) и суммарной величины добавочной энергии, выделяющейся при последующих бета-превращениях (четвертый столбец)
(все энергии даны в *Мэв*)

Исходное ядро	Продукты деления	Выход при делении	Добавочная энергия
$_{28}Ni^{61}$	$_{14}Si^{30,31}$	—11	2
$_{50}Sn^{117}$	$_{25}Mn^{58,59}$	10	12
$_{68}Er^{167}$	$_{31}Se^{83,84}$	94	13
$_{82}Pb^{206}$	$_{41}Nb^{103,105}$	120	32
$_{92}U^{239}$	$_{46}Pb^{119,120}$	200	31

Ядра с атомным номером, меньшим $A \sim 100$, энергетически стабильны по отношению к делению; выше этого предела оказывается энергетически выгодным деление на две примерно одинаковых части, поскольку уменьшение электростатической энергии в результате разделения зарядов перевешивает увеличение энергии короткодействующих сил, связанное с увеличением ядерной поверхности и уменьшением насыщения. Энергия, выделяющаяся при делении ядра U^{239} на два осколка с заданными зарядами и массами, изображена на рис. 1. Видно, что имеется широкая область массовых чисел, для которых освобождающая энергия почти достигает максимально возможного значения 200 *Мэв*; вместе с тем при заданной массе одного из осколков лишь небольшая область значений заряда ядра соответствует выделяющейся энергии, сколько-нибудь близкой к максимальному значению. Таким образом, осколки, возникающие

[8] Обычно не возникает вопроса о том, могут ли в действительности происходить процессы деления, в которых ядро расщепляется больше, чем на две сравнимые части; однако небезынтересно отметить, что такое деление во многих случаях должно было бы сопровождаться выделением энергии. Так, ядра с массовым номером $A > 110$ нестабильны относительно деления на три примерно одинаковые части. Для урана соответствующий выход энергии составляет примерно 210 *Мэв*, что даже несколько превосходит выход энергии при делении на две части. При делении ядра U^{239} на четыре сравнимые части выделяется энергия около 150 *Мэв*, и лишь деление на 15 или больше частей должно происходить с затратой энергии.

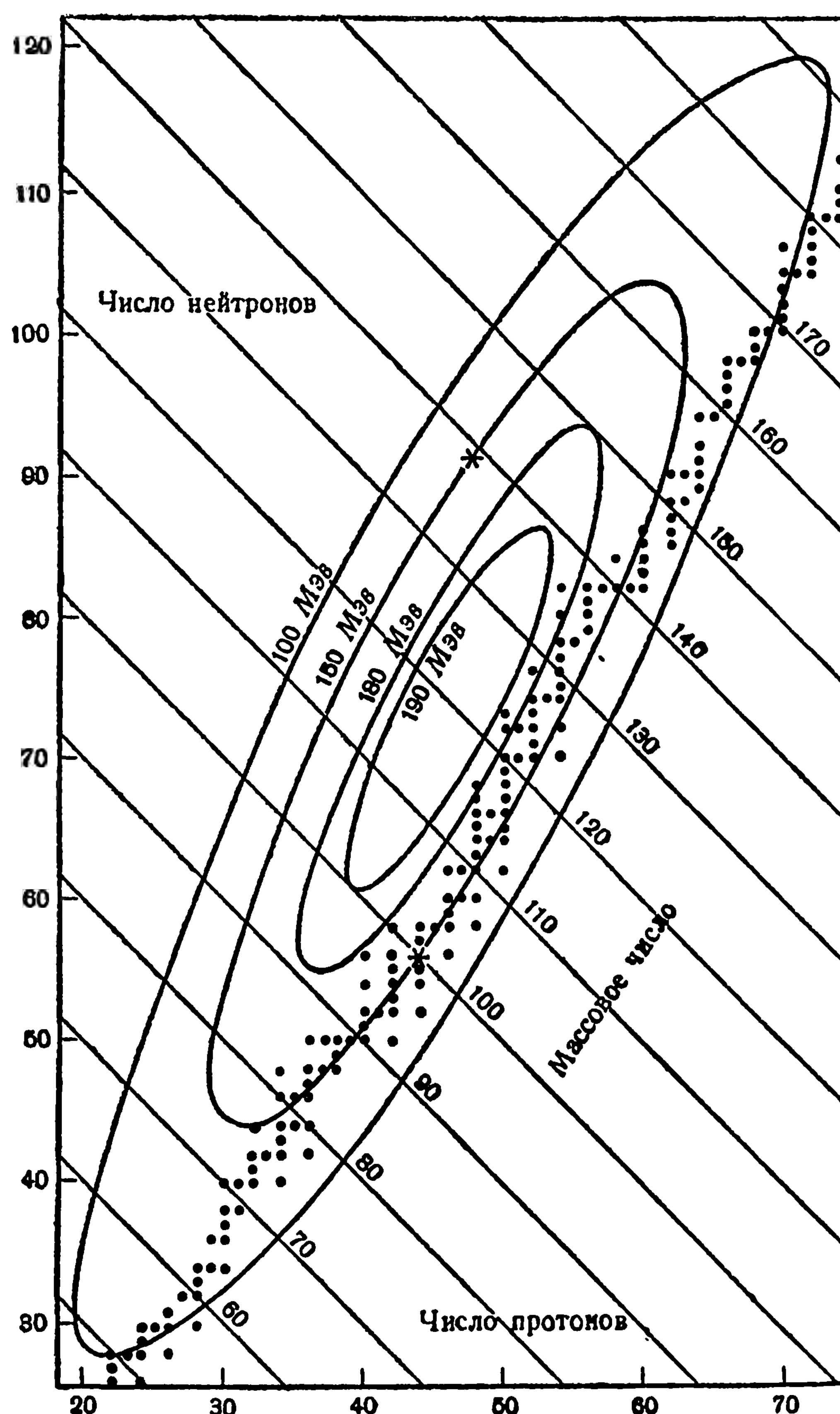


Рис. 1. Разность между энергией ядра ${}_{92}U^{239}$ в нормальном состоянии и суммарной энергией возможных осколков: ${}_{44}Ru^{100}$ и ${}_{48}Cd^{139}$ (отмечены звездочками) оценивается в 150 *Мэв*, как показывает соответствующая линия уровня энергии. Аналогичным образом из рисунка можно получить оценку выхода энергии при делении ядра U^{239} на другие возможные осколки. Видно, что область диаграммы, соответствующая наибольшему выходу энергии, находится на некотором расстоянии от области стабильных ядер (точки на рисунке), которое отвечает испусканию от трех до пяти бета-частиц

при делении урана *энергетически* наиболее выгодным способом, сосредоточены в узкой полосе на рис. 1, которая отстоит от области стабильности ядер на расстояние, соответствующее изменению заряда ядра при испускании от трех до шести бета-частиц.

Величину энергии, выделяющейся при бета-превращениях, происходящих вслед за возникновением ядер-осколков, можно оценить по формуле (7), воспользовавшись значениями констант из табл. I. Полученные таким образом примерные значения энергии, освобождающейся в типичных цепочках бета-распадов, указаны на рис. 8 возле соответствующих стрелок.

Величина энергии, которая может освободиться за счет испускания бета-частиц, для наиболее типичных осколков не исключает возможности

спонтанного испускания нейтрона. Это легко видеть из того факта, что изменение энергии ядра с увеличением заряда на единицу определяется *разностью* энергий связи протона и нейтрона плюс их разность масс. Прямая оценка энергии связи нейтрона по формуле (6) для типичных ядер-осколков из области наибольшего выхода энергии (см. рис. 1) дает

Таблица III

Оценки значений выхода энергии при бета-превращениях и энергии связи нейтрона в конечном ядре в типичных случаях, а также энергия связи нейтрона в делящихся ядрах
(значения энергии даны в *Мэв*)

Бета-переход	Выход энергии	Энергия связи	Составное ядро	Энергия связи
${}_{40}Zr^{99} \rightarrow {}_{41}Nb^{99}$	6,3	8,2	${}_{92}U^{235}$	5,4
${}_{41}Nb^{100} \rightarrow {}_{42}Mo^{100}$	7,8	8,6	${}_{92}U^{236}$	6,4
${}_{46}Pd^{125} \rightarrow {}_{47}Ag^{125}$	7,8	6,7	${}_{92}U^{239}$	5,2
${}_{47}Ag^{125} \rightarrow {}_{48}Cd^{125}$	6,5	5,0	${}_{90}Th^{233}$	5,2
${}_{49}In^{130} \rightarrow {}_{50}Sn^{130}$	7,6	7,1	${}_{91}Pa^{232}$	5,4
${}_{52}Te^{140} \rightarrow {}_{53}J^{140}$	5,0	3,5		
${}_{53}J^{140} \rightarrow {}_{54}Xe^{140}$	7,4	5,9		

результаты, которые представлены в третьем столбце табл. III. Сравнение чисел в этой таблице показывает, что энергия связи нейтрона в некоторых случаях значительно меньше энергии, которая может выделяться при бета-превращениях. Как мы увидим в разделе V, этим вполне разумно объясняется испускание запаздывающих нейтронов, сопровождающих процесс деления.

II. СТАБИЛЬНОСТЬ ЯДРА ПО ОТНОШЕНИЮ К ДЕФОРМАЦИЯМ

Согласно модели атомного ядра как жидкой капли следует ожидать, что энергия возбуждения ядра перейдет в разновидности движения ядерной материи, подобные колебаниям жидкой сферы под действием поверхностного натяжения[9]. Однако в случае тяжелых ядер большое значение заряда приводит к эффекту, который в сильной степени компенсирует восстанавливающее действие короткодействующих сил притяжения, от-

[9] N. Bohr. Nature, 1936, 137, 344, 351 (статья 45); N. Bohr, F. Kalckar. Kgl. Danske Vid. Selskab., Math.-Fys. Medd., 1937, 14, № 10 (статья 48).

ветственных за поверхностное натяжение ядерной материи. Указанный эффект, важность которого для явления деления подчеркивали Фриш и Мейтнер, будет более подробно рассмотрен в этом разделе. Здесь мы исследуем стабильность ядра относительно малых деформаций различных типов[10], а также относительно деформаций настолько больших, что в результате может произойти деление.

Рассмотрим малую произвольную деформацию жидкой капли, с которой мы сравниваем ядро. Пусть расстояние от центра до некоторой точки на поверхности с полярным углом θ меняется от первоначальной величины R до значения

$$r(\theta) = R\left[1 + \alpha_0 + \alpha_2 P_2(\cos\theta) + \alpha_3 P_3(\cos\theta) + \ldots\right], \tag{8}$$

где α_n — малые величины (рис. 2). Непосредственное вычисление показывает, что сумма энергии поверхностного натяжения и электростатической энергии возросла до величины

$$E_{S+E} = 4\pi r_0^2 O\left[1 + \frac{2}{5}\alpha_2^2 + \frac{5}{7}\alpha_3^2 + \ldots + \frac{(n-1)(n+2)}{2(2n+1)}\alpha_n^2 + \ldots\right] + \\ + 3\frac{(Ze)^2}{5r_0 A^{1/3}}\left[1 - \frac{\alpha_2^2}{5} - \frac{10}{49}\alpha_3^2 - \ldots - \frac{5(n-1)}{(2n+1)^2}\alpha_n^2 - \ldots\right]. \tag{9}$$

Здесь принято, что капля образована несжимаемой равномерно заряженной жидкостью, так что объем ее равен $\frac{4}{3}\pi R^3 = \frac{4}{3}\pi r_0^3 A$ и заряд Ze; коэффициент поверхностного натяжения жидкости обозначен через O. Рассматривая коэффициент при α_2^2 в приведенном выражении для энергии деформации, а именно:

$$4\pi r_0^2 O A^{2/3} \cdot \frac{2}{5}\left[1 - \frac{Z^2}{A} \cdot \frac{e^2}{10 \cdot (4/3) \cdot \pi r_0^3 O}\right], \tag{10}$$

легко заметить, что с увеличением отношения Z^2/A мы приближаемся к предельному значению

$$\left(\frac{Z^2}{A}\right)_{\text{предельн.}} = \frac{10 \cdot 4\pi r_0^3 O}{3e^2}, \tag{11}$$

....

[10] После того как были получены приводимые ниже формулы, Финбергом (Phys. Rev., 1939, 55, 504) и Вейцзекером (Naturwiss., 1939, 27, 133) были опубликованы выражения для потенциальной энергии, связанной со сфероидальными деформациями ядер. Далее профессор Френкель из Ленинграда любезно прислал нам рукописный экземпляр более подробной статьи о различных аспектах проблемы деления, которая должна появиться в ЖЭТФ (ЖЭТФ, 1939, 9, 641. — *Ред.*). В ней содержится вывод уравнения (9) (см. ниже), описывающего стабильность ядра относительно произвольно малых деформаций, а также некоторые замечания о форме капли в состоянии неустойчивого равновесия, подобные сделанным ниже замечаниям [см. уравнение (14)]. Краткое резюме этой статьи появилось в «Physical Review» (Phys. Rev., 1939, 55, 987).

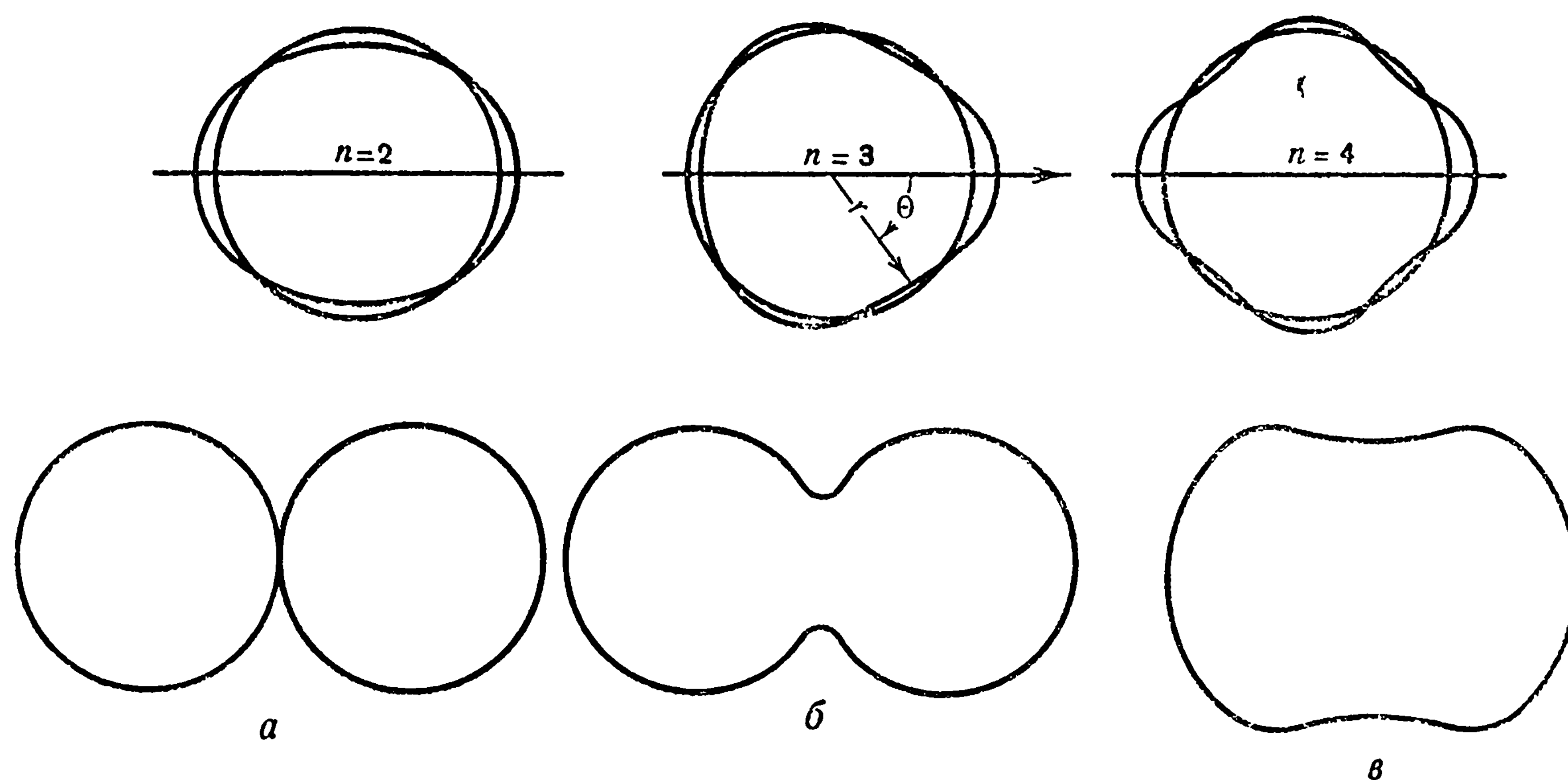


Рис. 2. Малые деформации жидкой капли, описываемые формулой $\delta r(\theta) = \alpha_n P_n(\cos\theta)$ (верхняя часть рисунка), приводят к характерным колебаниям около сферической формы устойчивого равновесия, даже если жидкость имеет некоторый равномерно распределенный электрический заряд. Однако по достижении зарядом критического значения, равного $[10 \times (\text{коэффициент поверхностного натяжения}) \times (\text{объем})^{1/2}]$, сферическая форма становится неустойчивой по отношению к бесконечно малым деформациям четного типа (с $n=2$). С другой стороны, при несколько меньших значениях заряда требуется конечная деформация (*в*) для достижения конфигурации неустойчивого равновесия, и с уменьшением плотности заряда критическая форма постепенно переходит (*в*, *б*, *а*) в две незаряженные сферы, разделенные бесконечно малым расстоянием (*а*)

за которым ядро перестает быть стабильным по отношению к деформациям простейшего типа. Численные значения фигурирующих здесь множителей можно получить с помощью предложенной Бете полуэмпирической формулы, описывающей относительный вклад в энергию связи ядра электрических и короткодействующих сил, причем влияние последних разделяется на объемный и поверхностный эффекты. Значения констант, входящих в формулу Бете, были уточнены Финбергом [11] с точки зрения наилучшего согласия с дефектами масс Демпстера. Финберг нашел

$$r_0 \approx 1{,}4 \cdot 10^{-13}\ \text{см}, \quad 4\pi r_0^3 O \approx 14\ \text{Мэв}. \tag{12}$$

Из этих значений предел отношения Z^2/A получается на 17% бóльшим, чем соответствующее отношение для ядра U^{238}, равное $(92)^2/238$. Отсюда можно сделать вывод, что ядра, подобные урану и торию, действительно лежат вблизи предела стабильности, обусловленного точной компенсацией

[11] E. Feenberg. Phys. Rev., 1939, 55, 504.

действия электростатических и короткодействующих сил. С другой стороны, точное значение предела, даваемое этими полуэмпирическими и косвенными определениями отношения поверхностной энергии к электростатической, нельзя считать надежным, и ниже мы обсудим метод получения рассматриваемого отношения путем изучения самого явления деления.

Ядра, для которых величина Z^2/A несколько меньше предельного значения (11), стабильны по отношению к малым произвольным деформациям; однако деформации большей величины приводят к тому, что отталкивание за счет дальнодействующих сил начинает преобладать над притяжением, создаваемым короткодействующими силами, ответственными за поверхностное натяжение. Поэтому ядро, должным образом деформированное, оказывается в состоянии самопроизвольно делиться. Особенно важен случай критической деформации, когда ядро находится как раз на грани деления. При этом капля приобретает форму, соответствующую состоянию неустойчивого равновесия: работа, затрачиваемая на бесконечно малое отклонение от этой равновесной конфигурации, в первом порядке обращается в нуль. Чтобы изучить это состояние несколько подробнее, рассмотрим поверхность, которая получается, если откладывать на графике энергию произвольной деформации в зависимости от параметров, определяющих форму и величину этой деформации. При этом нужно иметь в виду, что потенциальный барьер, препятствующий делению, должен иметь седловидную точку, которую можно сравнить с перевалом, соединяющим две долины на этой поверхности. Энергетические соотношения схематически показаны на рис. 3; конечно, мы можем представить на рисунке лишь два из большого числа параметров, которые требуются для описания формы капли. Значения параметров деформации, соответствующие седловидной точке, дают критическую форму капли; потенциальную энергию E_f, требуемую для такой деформации, мы будем называть критической энергией деления. Рассмотрим непрерывное изменение формы капли, приводящее от первоначальной сферы к двум сферам вдвое меньшего объема, удаленным друг от друга на бесконечное расстояние. При этом критическая энергия, которой мы интересуемся, есть наименьшее значение энергии, необходимой для перехода от начальной конфигурации к конечной, которое можно получить, выбирая различным образом последовательность промежуточных конфигураций.

Простые соображения размерности показывают, что критическая энергия деформации для капли, соответствующей ядру с данным зарядом и массовым числом, может быть записана как произведение энергии поверхностного натяжения на безразмерную функцию отношения заряда к массе

$$E_f = 4\pi r_0^2 O A^{2/3} \cdot f\left(\frac{Z^2/A}{(Z^2/A)_{\text{предельн.}}}\right). \tag{13}$$

Рис. 3. Потенциальная энергия, связанная с произвольным изменением формы ядра, в зависимости от параметров, определяющих деформацию, может быть графически представлена некоторой поверхностью, горизонтали которой схематически изображены в левой части рисунка. Перевал, или седловидная точка, соответствует критической деформации неустойчивого равновесия. В той мере, в какой мы можем пользоваться классической картиной, течение реакции деления можно уподобить поведению шарика, лежащего в углублении в начале координат (сферическая форма ядра) и внезапно испытывающего толчок, который заставляет его колебаться около положения равновесия, описывая сложную фигуру Лиссажу. Если энергия достаточно велика, шарик с течением времени может случайно получить скорость в нужном направлении и преодолеть седловидную точку (это соответствует тому, что произошло деление) при условии, что он не потеряет до этого своей энергии (это соответствует испусканию нейтрона или гамма-кванта). Справа для иллюстрации расчета вероятности деления в единицу времени, который делается в тексте, изображено сечение поверхности вдоль линии, пересекающей барьер деления

Мы можем определить E_f, если нам известна форма ядра в критическом состоянии. Последняя дается решением известного уравнения для формы поверхности, находящейся в состоянии равновесия под действием силы поверхностного натяжения (определяемой коэффициентом поверхностного натяжения O) и объемных сил, описываемых потенциалом φ:

$$kO + \varphi = \text{const}, \tag{14}$$

где k — полная нормальная кривизна поверхности. Однако ввиду значительных трудностей, связанных с описанием больших деформаций, мы можем рассчитать форму критической поверхности и значение безразмерной функции f в (13) лишь при некоторых специальных значениях аргумента, а именно:

1. Если объемный потенциал в (14) полностью обращается в нуль, мы видим из (14), что поверхность неустойчивого равновесия имеет постоянную кривизну. Фактически мы имеем дело с делением жидкости на две

сферы. Таким образом, в случае отсутствия электростатических сил, способствующих делению, критическая энергия при делении на два одинаковых осколка будет точно равна полной работе, которую нужно затратить против сил поверхностного натяжения в процессе разделения, т. е.

$$E_f = 2 \cdot 4\pi r_0^2 O \left(\frac{A}{2}\right)^{2/3} - 4\pi r_0^2 O A^{2/3}. \tag{15}$$

Отсюда следует, что

$$f(0) = 2^{1/3} - 1 = 0{,}260. \tag{16}$$

2. Если заряд капли отличен от нуля, но все же очень мал, критическая форма поверхности мало отличается от двух соприкасающихся сфер. При этом будет существовать узкий перешеек из жидкости, соединяющий две части фигуры; радиус его r_n должен быть таким, чтобы обеспечить равновесие. В первом приближении

$$2\pi r_n O = \frac{(Ze/2)^2}{[2r_0 (A/2)^{1/3}]^2}, \tag{17}$$

или

$$\frac{r_n}{r_0 A^{1/3}} = 0{,}66 \frac{Z^2/A}{(Z^2/A)_{\text{предельн.}}}. \tag{18}$$

Чтобы рассчитать критическую энергию в первом порядке по Z^2/A, можно пренебречь влиянием перешейка, которое приводит к изменению энергии лишь во втором порядке. При этом нам достаточно сравнить сумму энергии поверхностного натяжения и электростатической энергии для первоначального ядра с соответствующей величиной для двух соприкасающихся сферических ядер вдвое меньшего объема. Находим

$$E_f = 2 \cdot 4\pi r_0^2 O (A/2)^{2/3} - 4\pi r_0^2 O A^{2/3} + 2 \cdot \frac{3(Ze/2)^2}{5r_0(A/2)^{1/3}} + \frac{(Ze/2)^2}{2r_0(A/2)^{1/3}} - 3(Ze)^2/5r_0 A^{1/3}, \tag{19}$$

откуда

$$\frac{E_f}{4\pi r_0^2 O A^{2/3}} \equiv f(x) = 0{,}260 - 0{,}215x, \tag{20}$$

где

$$x = \frac{Z^2/A}{(Z^2/A)_{\text{предельн.}}} = \frac{(\text{Заряд})^2}{(\text{Коэффициент поверхностного натяжения}) \times (\text{Объем}) \times 10} \tag{21}$$

считается малой величиной.

3. В случае, представляющем наибольший практический интерес, когда Z^2/A очень близко к критическому значению, для достижения критического состояния достаточно лишь небольшого отклонения от сферической формы. Согласно равенству (9), потенциальная энергия, необходимая для бесконечно малого изменения формы, растет пропорционально квадрату амплитуды, причем наименьшее значение энергии соответствует деформации вида $P_2(\cos\theta)$. Чтобы найти деформацию, при которой потенциальная энергия достигает максимума и начинает убывать, мы должны провести более тщательные расчеты. С точностью до четвертого порядка по α_2 мы получаем для энергии деформации выражение

$$\Delta E_{S+E} = 4\pi r_0^2 A^{2/3}\left[\frac{2}{5}\alpha_2^2 + \frac{116}{105}\alpha_2^3 + \frac{101}{35}\alpha_2^4 + \frac{2}{35}\alpha_2^2\alpha_4 + \alpha_4^2\right] - 3\frac{(Ze)^2}{5r_0A^{1/3}}\left[\frac{1}{5}\alpha_2^2 + \frac{64}{105}\alpha_2^3 + \frac{58}{35}\alpha_2^4 + \frac{8}{35}\alpha_2^2\alpha_4 + \frac{5}{27}\alpha_4^2\right]. \quad (22)$$

Заметим, что здесь нам нужно учитывать члены порядка α_4^2, имея в виду взаимосвязь между деформациями вида P_2 и P_4 при конечных амплитудах. Находя минимум потенциальной энергии по переменной α_4, получаем

$$\alpha_4 = -\frac{243}{595}\alpha_2^2. \quad (23)$$

Это соответствует тому, что по мере того, как форма критической конфигурации становится все более вытянутой с убыванием Z^2/A, она приобретает вогнутость в области экваториального пояса, которая с уменьшением заряда ядра приводит непрерывным образом к той гантелевидной фигуре, которая обсуждалась в предыдущем пункте.

С помощью формулы (23) мы получаем энергию деформации как функцию одного параметра α_2. Непосредственным вычислением можно найти ее максимальное значение, достигаемое с изменением α_2. Это дает значение энергии, необходимой для создания такой деформации, когда ядро находится на грани деления,

$$\frac{E_f}{4\pi r_0^2 O A^{2/3}} = f(x) = \frac{98}{135}(1-x)^3 - \frac{11368}{34425}(1-x)^4 + \ldots . \quad (24)$$

Это выражение справедливо для значений Z^2/A, близких к пределу стабильности.

Интерполируя разумным образом в интервале между двумя полученными предельными значениями критической энергии деления, получаем кривую (рис. 4) для f как функции отношения квадрата заряда ядра к его массовому числу. В верхней части рисунка показан в увеличенном виде наиболее интересный участок кривой. Указанный справа масштаб

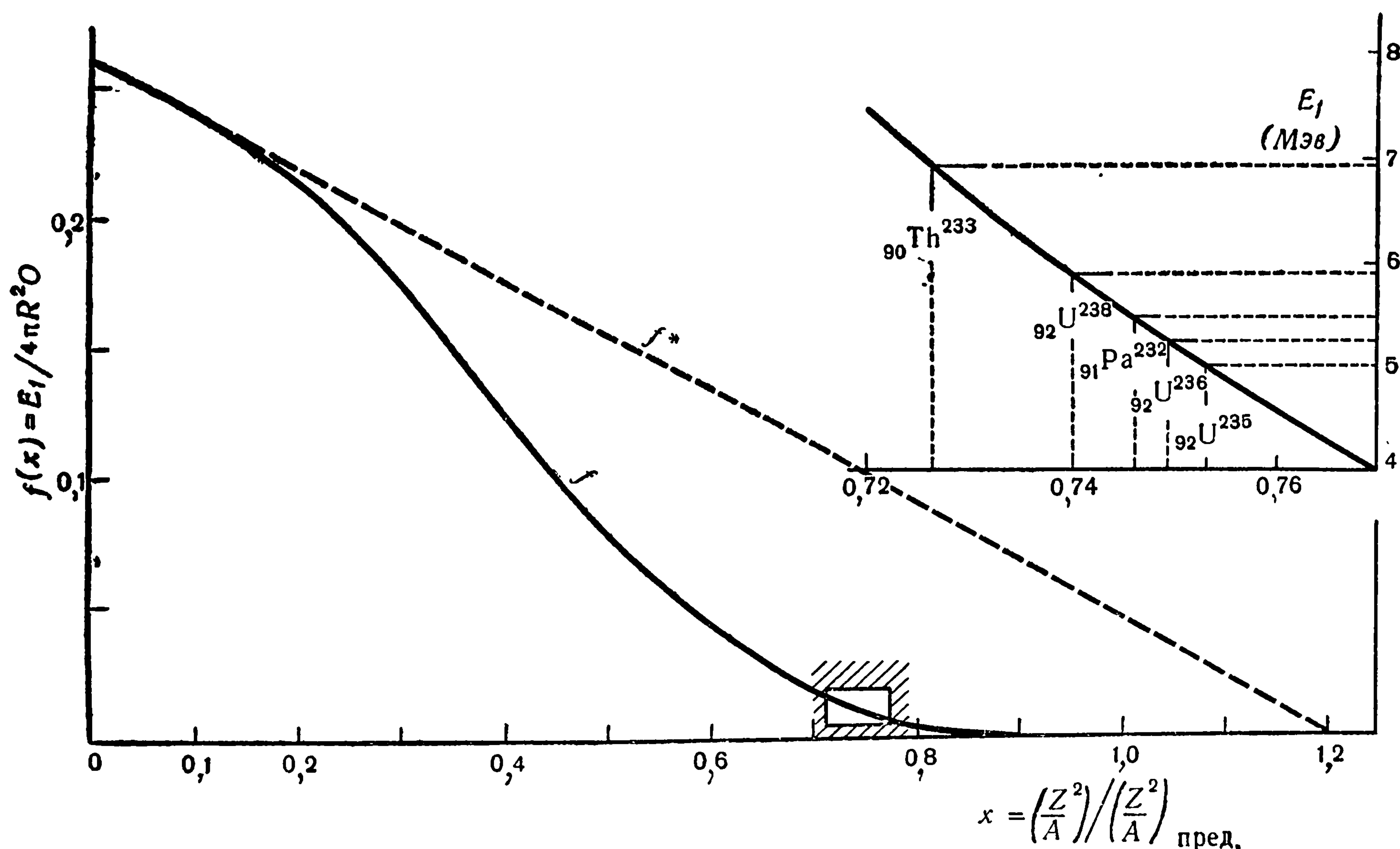


Рис. 4. Энергия E_f, необходимая для создания критической деформации, приводящей к делению, поделена на энергию поверхностного натяжения $4\pi R^2 \cdot O$, чтобы получилась безразмерная функция величины x=(заряд)^2/[10×(объем)×(коэффициент поверхностного натяжения)]. В тексте вычислено поведение функции $f(x)$ вблизи точек $x=0$ и $x=1$, после чего проведена плавная кривая, соединяющая две области этих значений. Приводимая для сравнения прямая $f^*(x)$ определяет энергию, необходимую для такой деформации, когда ядро переходит в две соприкасающиеся сферы. В отмеченной штриховкой области, представляющей интерес для рассмотрения самых тяжелых ядер, энергия поверхностного натяжения меняется незначительно. Принимая для нее значение 530 *Мэв*, получаем масштаб энергии в верхней части рисунка. В разделе IV мы находим из данных наблюдений оценку $E_f \sim 6$ *Мэв* для U^{239}. Отсюда с помощью рисунка можно найти $\left(\frac{Z^2}{A}\right)_{\text{предельн.}} = 47{,}8$ и оценить барьеры деления для других ядер, как указано на рисунке

энергии основан на оценке энергии поверхностного натяжения, даваемой формулой (12) при массе ядра $A=235$. Небольшим отличием множителя $4\pi r_0^2 O A^{2/3}$ для различных изотопов урана и тория можно пренебречь по сравнению с изменением множителя $f(x)$.

В разделе IV мы на основании данных наблюдений получим оценку критической энергии деления для ядра U^{239}, которая оказывается близкой к 6 *Мэв*. Согласно рис. 4, это соответствует значению $x = 0{,}74$, откуда мы заключаем, что $(Z^2/A)_{\text{предельн.}} = 92^2/(239 \cdot 0{,}74) = 47{,}8$. Этот результат позволяет нам оценить критические энергии для других изтопов, как это

показано на рисунке. Видно, что протактиний был бы особенно интересен как объект для экспериментов по изучению деления ядер.

Одним из побочных результатов нашего рассмотрения является возможность вычислить с помощью формулы (11) радиус ядра по известной величине энергии поверхностного натяжения. Принимая для $4\pi r_0^2 O$ значение 14 *Мэв*, данное Финбергом, получаем $r_0 = 1{,}47 \cdot 10^{-13}$ *см*, что удовлетворительно согласуется с результатом Финберга, определявшего радиус ядра по кривой коэффициента упаковки, и вместе с тем представляет совершенно независимую проверку этого результата.

До сих пор все рассмотрение было чисто классическим. Однако в действительности всякое состояние движения, разумеется, должно описываться на языке квантовомеханических понятий. Использование классической картины в какой-то степени оправдывается малостью амплитуды нулевых колебаний обсуждавшегося выше типа по сравнению с радиусом ядра. Простой расчет дает следующий результат для квадрата отношения этих величин:

$$\langle\alpha_n^2\rangle_{\text{ср. по осн. сост.}} = A^{-7/6} \cdot \left[\frac{\hbar^2}{12M_p r_0^2} \cdot \frac{1}{4\pi r_0^2 O}\right]^{1/2} \times$$
$$\times\, n^{1/2}(2n+1)^{3/2}\left[(n-1)(n+2)(2n+1) - 20(n-1)x\right]^{-1/2}. \quad (25)$$

Поскольку $\left[\frac{\hbar^2}{12M_p r_0^2} \cdot \frac{1}{4\pi r_0^2 O}\right]^{1/2} \approx \frac{1}{3}$, это отношение действительно является малой величиной, и, следовательно, деформации, величина которых сравнима с размерами ядра, можно приближенно описывать классически посредством волновых пакетов, построенных из квантовых состояний. В частности, можно приближенно описывать классически критическую деформацию, приводящую к делению. Это следует из сравнения критической энергии $E_f \sim 6$ *Мэв*, требуемой, как мы увидим в разделе IV, для объяснения данных наблюдений в случае урана, с энергией нулевых колебаний простейшего вида (капиллярные колебания), равной

$$\frac{1}{2}\hbar\omega_2 = A^{-1/2}\left[4\pi r_0^2 O \cdot 2(1-x)\frac{\hbar^2}{3M_p r_0^2}\right]^{1/2} \approx 0{,}4\ \text{Мэв}. \quad (26)$$

Отсюда очевидно, что амплитуда рассматриваемой деформации значительно превосходит размер возмущений, создаваемых нулевыми колебаниями,

$$\frac{\langle\alpha_2^2\rangle_{\text{ср.}}}{\langle\alpha_2^2\rangle_{\text{ср. по осн. сост.}}} \approx \frac{E_f}{\frac{1}{2}\hbar\omega_2} \sim 15. \quad (27)$$

Капля, с которой мы сравниваем ядро, может совершать колебания около формы неустойчивого равновесия также и в критическом состоя-

нии. Если рассмотреть распределение этих характеристических колебаний по частотам, то при больших частотах нам следует ожидать спектра, качественно не очень сильно отличающегося от спектра обычных колебаний нормальных видов около состояния устойчивого равновесия. Обсуждаемые колебания можно схематически представить на рис. 3 в виде движения изображающей точки системы в конфигурационном пространстве перепендикулярно направлению, которое ведет к делению. Когда система находится вблизи критического состояния, распределение ее энергии между такими видами движения и теми, которые ведут к делению, является определяющим для вероятности деления. Проблема нахождения ее значения рассматривается с помощью статистической механики в разделе III. Здесь мы хотели бы лишь отметить, что процесс деления с практической точки зрения является почти необратимым процессом. Действительно, представим себе, что два ядра-осколка, возникшие в результате деления, отразились без потери энергии и стали двигаться прямо навстречу друг другу. Тогда в обычных условиях электростатическое отталкивание не позволит им прийти в соприкосновение. Это видно из рассмотрения разницы в энергии между начальным ядром и двумя сферическими ядрами вдвое меньшего объема, которая дается формулой (19) и связана с величиной $f^*(x)$, изображенной на графике (см. рис. 4), пунктирной линией. Чтобы сравнить эту разницу с энергией, необходимой для первоначального процесса деления [сплошная кривая $f(x)$ на том же рисунке], заметим, что энергия поверхностного натяжения $4\pi r_0^2 O A^{2/3}$ для самых тяжелых ядер порядка 500 *Мэв*. Отсюда получаем значение $0{,}05 \cdot 500$ *Мэв* $=25$ *Мэв* для разности между энергией, которой обладает тяжелое ядро при наступлении возможности деления, и той энергией, которая необходима для приведения в соприкосновение двух сферических осколков. Разумеется, при сближении осколков в них будут возникать вполне заметные приливные силы, но простая оценка показывает, что они снижают упомянутую разность энергией на величину около 10 *Мэв*, что не меняет наших выводов. Однако здесь нет парадокса; это следует из того факта, что процесс деления в действительности происходит через такую конфигурацию, в которой сумма энергии поверхностного натяжения и электростатической энергии значительно меньше, чем для двух соприкасающихся сфер, даже с учетом искажения формы за счет приливных сил. Можно считать, что в ходе процесса деления разрыв поверхности, окружающей начальное ядро, происходит лишь тогда, когда энергия взаимного электростатического отталкивания двух возникающих ядер падает до значения, значительно меньшего, чем то, которое соответствует двум разделенным сферам. При этом запас электростатической энергии должен быть достаточным для совершения работы, которую нужно затратить для разрыва поверхности. Площадь же последней возрастает при этом до значения, большего, чем то,

которое соответствует двум сферам. Отсюда ясно, что два образующихся при делении осколка будут обладать внутренней энергией возбуждения. Следовательно, если мы хотим обратить процесс деления, то мы должны сделать так, чтобы осколки сходились вновь достаточно деформированными, причем их деформации должны иметь такое направление, чтобы выступы их поверхностей могли прийти в соприкосновение и силы поверхностного натяжения начали стягивать их вместе, пока электростатическое отталкивание между эффективными центрами тяжести электрических зарядов двух частей еще не стало слишком большим. Вероятность того, чтобы два атомных ядра в произвольном реальном столкновении оказались нужным образом возбужденными и обладали бы такими фазовыми соотношениями, чтобы было возможно их слияние с образованием составного ядра, должна быть крайне малой. Такие процессы слияния, обратные делению, могут ожидаться для невозбужденных ядер лишь при кинетической энергии, гораздо большей, чем выделяющаяся в обсуждаемых здесь процессах деления.

Приведенное рассмотрение процесса деления, основанное на сравнении свойств ядра со свойствами жидкой капли, следует дополнить следующим замечанием. Хотя деформация, которая приводит к делению, связана с большей эффективной массой и более низкими квантовыми частотами, чем все остальные ядерные колебания высшего порядка, и, следовательно, в наибольшей степени подходит для классического описания, ей свойствен ряд специфических квантовомеханических черт. В частности, в определении критической энергии имеется принципиальная неточность, которая оказывается порядка энергии нулевых колебаний $\hbar\omega^2/2$, что, впрочем, как мы видели выше, составляет лишь сравнительно малую величину. Более важной с точки зрения стабильности ядра является возможность квантовомеханического туннельного эффекта, благодаря которому ядро может делиться даже в основном состоянии, проникая через область конфигурационного пространства, в которой по классическим представлениям кинетическая энергия должна быть отрицательной.

Точное решение задачи о делении тяжелого ядра в основном состоянии, очевидно, является очень сложной математической проблемой. Используя естественное обобщение известной теории альфа-распада, вероятность процесса деления в единицу времени можно в принципе вычислять по формуле

$$\lambda_f = \frac{\Gamma_f}{\hbar} = 5\frac{\omega_f}{2\pi}\exp\left\{-2\int_{P_1}^{P_2}\left[2(V-E)\sum_i m_i\left(\frac{dx_i}{d\alpha}\right)^2\right]^{1/2}\frac{d\alpha}{\hbar}\right\}. \qquad (28)$$

Множитель 5 учитывает степень вырождения колебаний, приводящих к нестабильности. Квант энергии, характеризующий эти колебания, равен

согласно (26) $\hbar\omega \sim 0{,}8$ *Мэв*. Интеграл в экспоненте для случая одной частицы сводится к коэффициенту проницаемости Гамова. В нашей проблеме интеграл подобным же образом берется в конфигурационном пространстве от точки устойчивого равновесия P_1 по пути, проходящему через седловидную точку (как указано пунктирной линией на рис. 3) и спускающемуся наиболее быстро к точке P_2, в которой классическая кинетическая энергия $E-V$ снова равна нулю. Вдоль этого пути можно выразить координаты x_i каждой элементарной частицы через некоторый параметр α. Так как интеграл не зависит от того, каким образом выбран этот параметр, можно для удобства выбрать α равным расстоянию между центрами тяжести возникающих ядер. Выполнить точный расчет интеграла, входящего в (28), на основе модели жидкой капли представляется весьма сложным; поэтому мы оценим результат приближенно, приняв, что каждая элементарная частица проходит по прямой расстояние $\frac{1}{2}\alpha$ вправо или влево в зависимости от того, с каким из двух возникающих ядер она связана. Кроме того, мы примем разность $V-E$ по порядку величины равной критической энергии деления E_f. При этом для показателя экспоненты в (28) получаем приближенное выражение

$$(2ME_f)^{1/2} \cdot \frac{\alpha}{\hbar}. \tag{29}$$

Полагая $M = 239 \cdot 1{,}66 \cdot 10^{-24}$, $E_f \sim 6$ *Мэв* $= 10^{-5}$ *эрг* и считая расстояние между ядрами величиной, значение которой находится в интервале между значениями диаметра и радиуса ядра, т. е., например, порядка $1{,}3 \cdot 10^{-12}$ *см*, мы находим отсюда среднее время жизни по отношению к делению в основном состоянии

$$\frac{1}{\lambda_f} \sim 10^{-21} \exp\left[(2 \cdot 4 \cdot 10^{-22} \cdot 10^{-5})^{1/2} \cdot \frac{1{,}3 \cdot 10^{-12}}{10^{-27}}\right] \sim 10^{30} \text{ сек} \approx 10^{22} \text{ лет}. \tag{30}$$

Видно, что эта оценка времени жизни не только многократно превосходит промежутки времени порядка 10^{-15}, характеризующие скорость наблюдающихся на опыте процессов деления, вызываемых нейтронами, но она велика даже по сравнению с временем жизни урана и тория по отношению к альфа-распаду. Такая высокая степень стабильности тяжелых ядер по отношению к делению объясняется, как легко видеть, большими значениями масс частиц. Это обстоятельство уже отмечалось в цитированной статье Мейтнер и Фриша, где подчеркивались наиболее существенные характерные черты эффекта деления.

III. РАСПАД СОСТАВНОЙ СИСТЕМЫ КАК МОНОМОЛЕКУЛЯРНАЯ РЕАКЦИЯ

Чтобы определить вероятность деления, рассмотрим микроканонический ансамбль ядер, каждое из которых обладает энергией возбуждения, заключенной между E и $E+dE$. Число ядер выберем точно равным числу уровней $\rho(E)dE$ в этом интервале энергий, так что в каждом состоянии будет находиться одно ядро. Число ядер, которые испытают деление в единицу времени, при этом равно $\rho(E)dE\cdot\frac{\Gamma_f}{\hbar}$ в соответствии с нашим определением величины Γ_f. Это число будет равно числу ядер в переходном состоянии, проникающих наружу через барьер деления в единицу времени[12]. На единицу длины, измеряемой вдоль пути, который ведет к делению, будет $\frac{dp}{h}\cdot\rho^*(E-E_f-K)\,dE$ квантовых состояний микроканонического ансамбля, для которых импульс и кинетическая энергия деформации имеют значения, лежащие соответственно в интервалах dp и $dK=vdp$. Здесь ρ^* — плотность тех уровней составного ядра в переходном состоянии, которые возникают вследствие возбуждения всех остальных степеней свободы, кроме координаты вдоль пути, ведущего к делению. В начальный момент у нас имеется одно ядро в каждом из рассматриваемых квантовых состояний, и, следовательно, число делений в единицу времени равно

$$dE\int v\frac{dp}{h}\rho^*(E-E_f-K)=dE\frac{N^*}{h}, \tag{31}$$

где N^* — число уровней в переходном состоянии при заданной степени возбуждения. Сравнение с нашим исходным выражением для числа делений дает

$$\Gamma_f=\frac{N^*}{2\pi\rho(E)}=\frac{d}{2\pi}N^*. \tag{32}$$

Эта формула выражает ширину по отношению к делению через плотность уровней составного ядра или через расстояние между уровнями d.

Приведенный здесь вывод ширины уровней справедлив лишь в том случае, если N^* достаточно велико по сравнению с единицей, т. е. если ширина по отношению к делению сравнима или велика по сравнению с расстоянием между уровнями. Это соответствует условиям, при которых возможно рассмотрение деформации, ведущей к делению, на основании принципа соответствия. С другой стороны, когда энергия возбужде-

[12] Общее обсуждение идей, связанных с понятием переходного состояния, можно найти в статье Вигнера (Trans. Faraday Soc., 1938, 34. pt. 1, 29).

ния лишь немного превосходит критическую энергию E_f или опускается ниже ее, существенными оказываются квантовомеханические барьерные эффекты. Конечно, вероятность деления падает очень быстро с уменьшением энергии возбуждения ниже этого предела, где математическое выражение для скорости реакции в итоге переходит в формулу (28) для вероятности подбарьерного проникновения, дающую, как мы видели, ничтожно малую вероятность деления для урана.

Вероятность обратного испускания захваченного нейтрона, столь существенная для ограничения выхода реакции деления при больших энергиях возбуждения, оценивалась на основании статистических аргументов различными авторами, в частности Вайскопфом[13]. Результат можно вывести очень просто с помощью рассмотрения микроканонического ансамбля, который был введен выше. По сравнению с рассуждением, использованным для случая деления, нужны лишь небольшие изменения. Переходным состоянием будет сферическая оболочка единичной толщины, вплотную прилегающая снаружи к поверхности ядра площадью $4\pi R^2$; критической энергией будет энергия связи нейтрона E_n; плотность уровней в переходном состоянии ρ^{**} определяется спектром остаточного ядра. Число квантовых состояний в микроканоническом ансамбле, лежащих в переходной области и характеризующихся импульсом нейтрона в пределах от p до $p+dp$ и в телесном угле $d\Omega$, равно

$$\frac{4\pi R^2 \cdot p^2 dp d\Omega}{h^3} \rho^{**}(E - E_n - K)\, dE. \tag{33}$$

Умножая это на нормальную составляющую скорости $v \cos\theta = \frac{dK}{dp}\cos\theta$ и интегрируя, получаем для числа актов испускания нейтрона в единицу времени выражение

$$dE \cdot \frac{4\pi R^2 \cdot 2\pi m}{h^3} \int \rho^{**}(E - E_n - K)\, K dK. \tag{34}$$

Его следует приравнять $\rho(E)\, dE \cdot \frac{\Gamma_n}{\hbar}$. При этом получим, что вероятность испускания нейтрона, выраженная в энергетических единицах, равна

$$\Gamma_n = \frac{1}{2\pi\rho} \cdot \frac{2mR^2}{\hbar^2} \int \rho^{**}(E - E_n - K)\, K dK = \frac{d}{2\pi} \cdot \frac{A^{2/3}}{K'} \sum_i K_i, \tag{35}$$

что вполне аналогично выражению

$$\Gamma_f = \frac{d}{2\pi} \sum_i 1 \tag{36}$$

[13] V. Weisskopf. Phys. Rev., 1937, 52, 295.

для ширины по отношению к делению. Как и в последней формуле, где сумма берется по всем уровням ядра в переходном состоянии, обладающим заданной энергией возбуждения, в предыдущей суммирование проводится по всем состояниям остаточного ядра, причем K_i обозначает соответствующую кинетическую энергию $E - E_n - E_i$, которую получает нейтрон. K' с точностью до множителя совпадает с кинетической энергией нулевых колебаний элементарной частицы в ядре, которая дается выражением $\frac{A^{2/3}\hbar^2}{2mR^2}$ и равна 9,3 *Мэв*, если радиус ядра принять равным $A^{1/3} \cdot 1{,}48 \cdot 10^{-13}$ *см*.

При выводе формул (35) и (36) не принимался во внимание момент количества движения ядра. Поэтому рассматриваемые выражения дают нам средние значения ширин уровней по многим состояниям составного ядра, которым соответствует много различных значений вращательного квантового числа J. В то же время в действительности захват нейтрона с энергией в 1—2 *Мэв* приводит к значениям J, сосредоточенным в небольшом интервале. Это обстоятельство в общем случае не имеет большого значения, поскольку ширина не очень сильно зависит от J, и поэтому в последующем рассмотрении мы будем использовать приведенные выше оценки для Γ_f и Γ_n в том виде, как они записаны. В частности, d будет означать среднее расстояние между уровнями с данным моментом количества движения. Однако, если мы хотим определить парциальную ширину $\Gamma_{n'}$, дающую вероятность того, что составное ядро распадается с образованием остаточного ядра в основном состоянии и передает нейтрону всю возможную кинетическую энергию, то в этом случае было бы неправильным просто выбрать из суммы в (35) соответствующий член и отождествить его с $\Gamma_{n'}$. В действительности более тщательное вычисление на основе указанного выше рассмотрения с учетом момента количества движения микроканонического ансамбля наряду с его энергией дает следующее выражение для парциальной ширины по отношению к испусканию нейтрона:

$$\sum (2J+1)\,\Gamma_{n'}^{J} = (2s+1)(2i+1)\,\frac{d}{2\pi}\cdot\frac{R^2}{\bar{\lambda}^2}, \qquad (37)$$

где сумма берется по значениям J, осуществляющимся при бомбардировке ядра со спином i нейтронами данной энергии, спин которых $S = 1/2$.

Так как масса нейтрона мала по сравнению с приведенной массой двух возникающих при делении ядер, то для применимости метода переходного состояния в первом случае нам нужно достигнуть значительно бо́льших энергий возбуждения по сравнению с высотой барьера, чем во втором. В действительности приведенная длина волны нейтрона $\bar{\lambda} = \lambda/2\pi$ лишь при кинетической энергии, значительно большей 1 *Мэв*, становится

существенно меньше радиуса ядра и позволяет использовать понятия скорости и направления движения в применении к нейтронам, вылетающим с ядерной поверхности.

Абсолютный выход различных реакций, вызываемых бомбардировкой нейтронами, зависит от вероятности захвата нейтрона с образованием составного ядра. Эта вероятность обратно пропорциональна вероятности $\Gamma_{n'}/\hbar$ такого испускания нейтрона, когда остаточное ядро оказывается в основном состоянии. Величина $\Gamma_{n'}$ при низких энергиях пропропорциональна скорости нейтрона; согласно имеющейся информации о ядрах среднего атомного веса ширина в электронвольтах составляет примерно 10^{-3} от корня квадратного из энергии нейтрона в электронвольтах [14]. С увеличением энергии нейтрона от тепловых значений до 100 *кэв* следует ожидать роста $\Gamma_{n'}$ от величины порядка 10^{-4} *эв* до 0,1 или 1 *эв*. Для нейтронов высоких энергий можно применять формулу (37), согласно которой $\Gamma_{n'}$ возрастает пропорционально энергии за вычетом той компенсации, которая возникает за счет уменьшения расстояний между уровнями при достижении очень высоких энергий возбуждения. Для оценки порядка величины можно принять, что в уране расстояние между уровнями уменьшается от 100 *кэв* для самых низких уровней до 20 *кэв* для уровней с энергией около 6 *Мэв* (захват тепловых нейтронов) и до $^1/_5$ *эв* при энергии нейтронов 2,5 *Мэв*. При $d = {}^1/_5$ *эв* получаем $\Gamma_{n'} = \frac{1}{2\pi} \cdot 5 \cdot \frac{239^{2/3}}{10} \cdot 2{,}5 \approx 0{,}5$ *эв* для нейтронов из реакции $D + D$. Парциальная ширина по отношению к испусканию нейтрона при любой энергии не превосходит по порядку величины это значение, так как при более высоких энергиях уменьшение расстояния между уровнями будет решающим фактором.

После того как образовалось составное ядро, результат конкуренции между процессами деления, испускания нейтрона и излучения гамма-кванта будет определяться соотношением ширин Γ_f, Γ_n и соответствующей радиационной ширины Γ_r. Из данных по ядрам типа урана и тория можно сделать вывод, что радиационная ширина Γ_r не превосходит величины порядка 1 *эв* и что она приблизительно постоянна в области энергий возбуждения, соответствующих захвату нейтрона (рис. 5). Ширина по отношению к делению будет ничтожно мала при энергии возбуждения ниже критической E_f, но с возрастанием энергии выше этого значения ширина Γ_f становится заметной, а вскоре превосходит радиационную ширину и растет примерно экспоненциально при высоких энергиях. Поэтому, когда критическая энергия деления сравнима или больше энергии возбуждения, вызываемого захватом нейтрона, следует ожидать, что излучение гамма-кванта будет более вероятным, чем деле-

[14] H. A. Bethe. Rev. Mod. Phys., 1937, 9, 150.

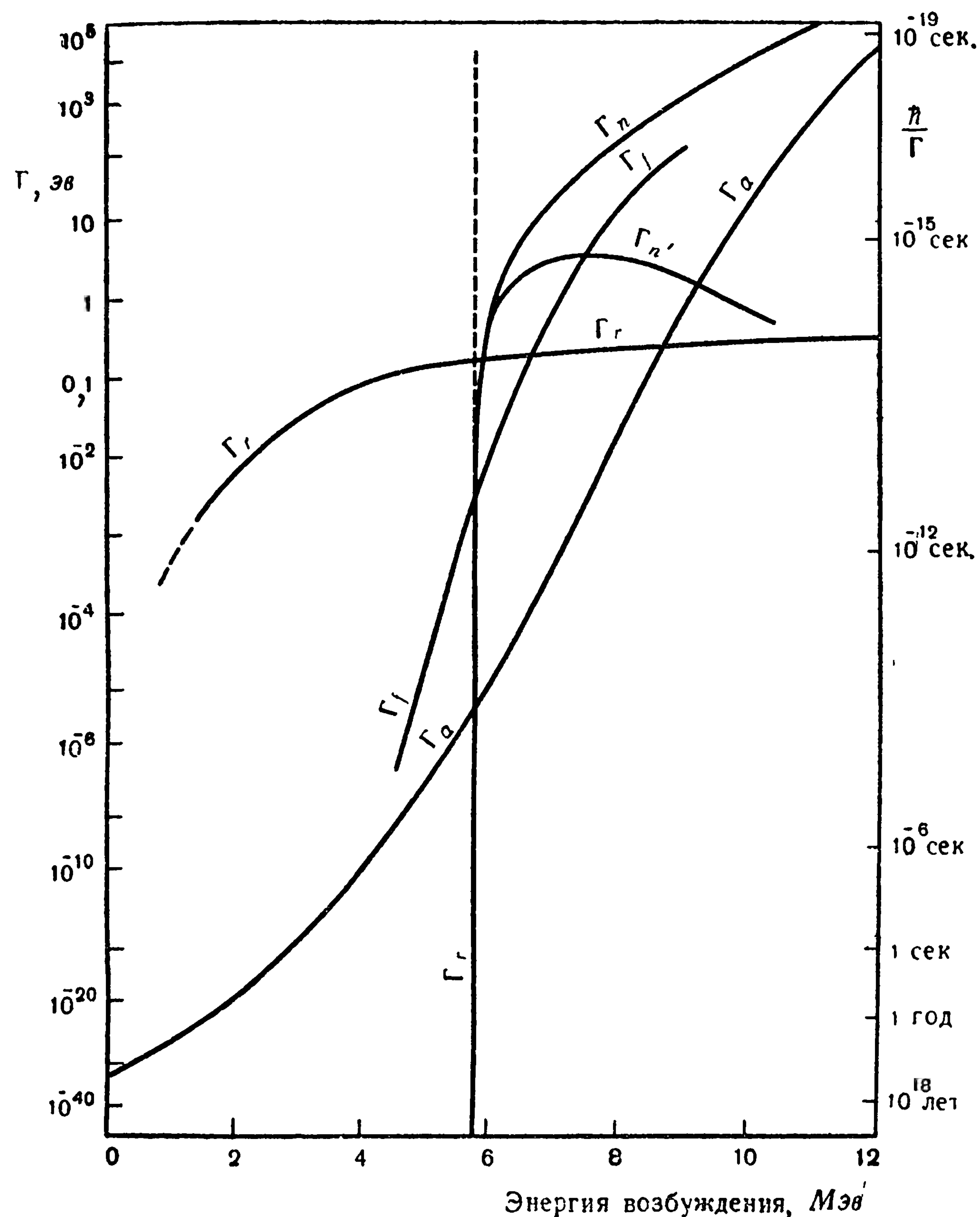


Рис. 5. Схематическая диаграмма для парциальных вероятностей переходов (умноженных на $\hbar$ и выраженных в энергетических единицах) и обратных величин (имеющих размерность и порядок времени жизни) в зависимости от энергии возбуждения для типичного тяжелого ядра. Γ_r, Γ_f, Γ_d означают вероятность электромагнитного излучения, деления и испускания α-частиц, а $\Gamma_{n'}$ и Γ_n — соответственно вероятность испускания нейтрона с образованием остаточного ядра в основном состоянии и полную вероятность испускания нейтрона. Последние две величины, разумеется, равны нулю при энергии возбуждения, меньшей энергии связи нейтрона, которая принимается равной примерно 6 *Мэв*

ние; но если высота барьера несколько меньше, чем величина энергии связи нейтрона, во всяком случае при достаточно большой энергии нейтронов, радиационный захват будет менее вероятен, чем деление. Однако с увеличением скорости бомбардирующих нейтронов нельзя ожидать неограниченного роста выхода реакции деления, поскольку ре-

зультат будет определяться конкуренцией в составном ядре между делением и испусканием нейтрона. Ширина Γ_n, определяющая вероятность последнего процесса, при энергиях, меньших величины порядка 100 *кэв*, совпадает с $\Gamma_{n'}$—парциальной шириной по отношению к испусканию нейтрона с образованием остаточного ядра в основном состоянии, поскольку возбуждение остаточного ядра при этом энергетически невозможно. При бóльших же энергиях нейтрона число допустимых уровней быстро растет, и Γ_n, возрастая приблизительно экспоненциально с ростом энергии, становится гораздо больше $\Gamma_{n'}$.

В этой области энергий, где уровни четко разделены, сечения, определяющие выход рассмотренных выше реакций, могут быть получены непосредственным приложением дисперсионной теории Брейта и Вигнера[15]. В случае резонанса, когда энергия падающего нейтрона E близка к некоторому значению E_0, характеризующему положение изолированного уровня составного ядра, мы имеем для сечений деления и радиационного захвата соответственно

$$\sigma_f = \pi\lambda\!\!\!^{-2} \frac{2J+1}{(2s+1)(2i+1)} \frac{\Gamma_{n'}\Gamma_f}{(E-E_0)^2+\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2} \qquad (38)$$

и

$$\sigma_r = \pi\lambda\!\!\!^{-2} \frac{2J+1}{(2s+1)(2i+1)} \frac{\Gamma_{n'}\Gamma_r}{(E-E_0)^2+\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2}. \qquad (39)$$

Здесь $\lambda\!\!\!^{-} = \frac{\hbar}{p} = \frac{\hbar}{(2mE)^{1/2}}$ — длина волны нейтрона, деленная на 2π, i и J— моменты соответственно начального ядра и составного ядра; $s = 1/2$, а $\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_r + \Gamma_f$ — полная ширина резонансного уровня на половине высоты максимума.

В области энергий, где составное ядро имеет много уровней, расстояние между которыми d сравнимо или меньше полной ширины, дисперсионную теорию нельзя применить непосредственно, поскольку здесь существенную роль играют фазовые соотношения между вкладами отдельных уровней. Однако более детальное рассмотрение показывает[16], что для реакций, подобных делению и радиационному захвату, сечение может быть получено суммированием многих членов вида (38) или (39). Если длина волны нейтрона велика по сравнению с размерами ядра, то в сумму вносят вклад лишь те состояния составного ядра, которые могут

[15] G. Breit, E. Wigner. Phys. Rev., 1936, 49, 519; ср. также: H. Béthe, G. Placzek. Phys. Rev., 1937, 51, 450.
[16] N. Bohr, R. Peierls, G. Placzek. Nature, 1939, 144, 200 (статья 60).

образоваться за счет захвата нейтрона с нулевым орбитальным моментом, и мы получаем

$$\sigma_f = \pi\lambda^2\Gamma_{n'}\frac{\Gamma_f}{\Gamma}\cdot\frac{2\pi}{d}\times\begin{cases} 1 & \text{при } i=0, \\ \frac{1}{2} & \text{при } i>0, \end{cases} \tag{40}$$

$$\sigma_r = \pi\lambda^2\Gamma_{n'}\frac{\Gamma_r}{\Gamma}\cdot\frac{2\pi}{d}\times\begin{cases} 1 & \text{при } i=0. \\ \frac{1}{2} & \text{при } i>0. \end{cases} \tag{41}$$

С другой стороны, если λ становится существенно меньше радиуса ядра R (случай, когда энергия нейтрона превосходит 1 *Мэв*), суммирование дает

$$\sigma_f = \frac{\pi\lambda^2\sum(2J+1)\Gamma_{n'}}{(2s+1)(2i+1)}\cdot\frac{\Gamma_f}{\Gamma}\cdot\frac{2\pi}{d} = \pi R^2\frac{\Gamma_f}{\Gamma}, \tag{42}$$

$$\sigma_r = \pi R^2\frac{\Gamma_r}{\Gamma}. \tag{43}$$

Простая форма результата, который получается применением выведенной выше формулы (37) для $\Gamma_{n'}$, конечно, является непосредственным следствием того факта, что сечение любого процесса, вызываемого быстрыми нейтронами, дается геометрическим сечением ядра, умноженным на отношение вероятности данного канала распада составного ядра к суммарной вероятности всех возможных процессов в единицу времени. Разумеется, при чрезвычайно больших энергиях падающих нейтронов нельзя провести четкого различия между делением и искусканием нейтронов. При этом испарение будет происходить одновременно с делением, и, вообще говоря, мы должны ожидать образования в качестве конечных продуктов реакции многочисленных осколков с широким разбросом по величине.

IV. ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

А. Процесс резонансного захвата

Мейтнер, Ган и Штрассман[17] заметили, что нейтроны с энергией в несколько электронвольт при облучении ими урана приводят к возникновению бета-радиоактивного вещества с периодом полураспада 23 *мин*, которое химически не отличимо от урана. Вместе с тем нейтроны такой

[17] L. Meitner, O. Hahn, F. Strassmann. Zs. f. Phys., 1937, 106, 249.

энергии не вызывали сколько-нибудь заметной активности с несколькими различными периодами, которая возникает при облучении урана тепловыми или быстрыми нейтронами; как теперь известно, эта активность обусловлена нестабильностью по отношению к бета-распаду образующихся в процессе деления осколков. Таким образом, происхождение упомянутой радиоактивности следовало приписать обычному радиационному захвату, наблюдаемому в других ядрах; как и все такие процессы, он имеет резонансный характер. Эффективная энергия E_0 резонансного уровня (или уровней) определялась путем сравнения коэффициентов поглощения в боре нейтронов, вызывающих радиоактивность, и нейтронов тепловой энергии:

$$E_0 = \frac{\pi kT}{4} \cdot \left[\frac{\mu_{\text{тепл.}}(B)}{\mu_{\text{рез.}}(B)}\right]^2 = (25 \pm 10)\ \textit{эв}. \qquad (44)$$

Коэффициент поглощения в самом уране для нейтронов, вызывающих активность, был найден равным 3 $\textit{см}^2/\textit{г}$, что соответствует эффективному сечению 3 $\textit{см}^2/\textit{г} \cdot 238 \cdot 1{,}66 \cdot 10^{-24}\,\textit{г} = 1{,}2 \cdot 10^{-21}$ $\textit{см}^2$. Если считать, что поглощение обусловлено одним резонансным уровнем, не имеющим заметного допплеровского уширения, то сечение точно в резонансе должно быть равным удвоенному значению этой величины, или $2{,}4 \cdot 10^{-21}$ $\textit{см}^2$. С другой стороны, если бы естественная ширина Г была мала по сравнению с допплеровским уширением

$$\Delta = 2\left(\frac{E_0 kT}{238}\right)^{1/2} = 0{,}12\ \textit{эв},$$

мы должны были бы получить для сечения точно в резонансе величину $2{,}7 \cdot 10^{-21}\ \Delta/\Gamma$, что даже больше, чем предыдущая оценка [18]. Если в действительности активность связана с несколькими резонансными уровнями сравнимой энергии, мы, очевидно, получим тот же результат для сечения в каждом из резонансов.

Согласно работе Нира [19] распространенность атомов U^{235} и U^{234} по отношению к U^{238} составляет соответственно 1/139 и 1/17 000. Поэтому в том случае, если бы резонансное поглощение было обусловлено именно этими редкими атомами, сечение в резонансе должно было бы составлять по меньшей мере $139 \cdot 2{,}4 \cdot 10^{-21}$ $\textit{см}^2$, или $3{,}3 \cdot 10^{-19}$ $\textit{см}^2$. Однако это исключается, как указывают Мейтнер, Ган и Штрассман, тем обстоятельством, что такое сечение по порядку величины превосходит квадрат длины волны нейтрона. Действительно, величина $\pi\lambda^2$ составляет всего $25 \cdot 10^{-21}$ $\textit{см}^2$ для нейтронов с энергией 25 *эв*. Поэтому нам остается

[18] При учете допплеровского уширения мы используем работу Бете и Плачека (см. примечание 15), содержащую рассмотрение этого вопроса.

[19] A. O. Nier. Phys. Rev., 1939, 55, 150.

приписать этот захват процессу $U^{238} \rightarrow U^{239}$, в результате которого спин меняется от $i=0$ до $J=1/2$. Применяя резонансную формулу (39), получаем

$$\sigma_r = 25 \cdot 10^{-21} \cdot \frac{4\Gamma_{n'}\Gamma_r}{\Gamma^2} = 2{,}7 \cdot 10^{-21} \cdot \frac{\Delta}{\Gamma} \quad \text{или} \quad 2{,}4 \cdot 10^{-21}, \qquad (45)$$

смотря по тому, является ли ширина уровня $\Gamma = \Gamma_{n'} + \Gamma_r$ малой или большой по сравнению с допплеровским уширением. Во всяком случае, из опытов с другими ядрами при сравнимых энергиях нейтронов следует, что $\Gamma_{n'} \ll \Gamma_r$; это условие позволяет сделать однозначный вывод из соотношения (45). Если полная ширина больше, чем $\Delta = 0{,}12$ *эв*, мы получим $\Gamma_{n'} = \frac{\Gamma_r}{40}$; если же полная ширина меньше Δ, имеем $\Gamma_{n'} = 0{,}003$ *эв*. Таким образом, нейтронная ширина в любом случае должна быть не меньше 0,003 *эв*. Из сравнения с экспериментальными данными по элементам среднего атомного веса следует ожидать нейтронной ширины $0{,}001 \cdot 25^{1/2} = 0{,}005$ *эв*. Нет сомнения, что для урана $\Gamma_{n'}$ не может превосходить этой величины ввиду малого расстояния между уровнями или, что то же самое, ввиду малой вероятности того, что в таком большом ядре сконцентрируется на одной частице энергия, достаточная для ее вылета. Поэтому можно заключить, что $\Gamma_{n'}$ составляет примерно 0,003 *эв* для нейтронов с энергией 25 *эв*.

Из нашего результата вытекает, что радиационная ширина для резонансного уровня U^{239} не может превосходить 0,12 *эв*. Она может оказаться меньшей, но вряд ли гораздо меньшей этой величины, поскольку, во-первых, в ядрах среднего атомного веса наблюдались значения Γ_r, достигавшие электронвольта и даже бо́льшие, и, во-вторых, для переходов между отдельными уровнями в ядрах некоторых радиоактивных элементов наблюдаются значения Γ_r порядка одного или нескольких миллиэлектронвольт, но при рассматриваемых нами возбуждениях ядра число нижележащих уровней и соответствующие часто́ты излучения выше [14]. Разумной оценкой для Γ_r можно считать 0,1 *эв*. Конечно, прямое измерение выхода реакции активизации нейтронами, равномерно распределенными по энергии вблизи резонансного уровня, дало бы вполне определенный ответ на вопрос о значении радиационной ширины.

В приведенном рассмотрении захвата нейтронов с образованием ядер U^{239} для простоты считалось, что имеется всего один резонансный уровень; но результаты изменятся лишь незначительно, если поглощение связано с наличием нескольких уровней. В случае же *тепловых* нейтронов вклад резонансных эффектов в сечение радиационного захвата существенно зависит от числа уровней и от их ширины. Основываясь на этом, Андерсон и Ферми [20] смогли показать, что радиационный захват

[20] H. L. Anderson, E. Fermi. Phys. Rev., 1939, 55, 1106.

медленных нейтронов не может быть обусловлен хвостом одного единственного уровня, простирающимся в область низких энергий. Действительно, если бы это было так, мы имели бы для сечения согласно (39)

$$\sigma_r\,(\text{тепл.}) = \pi\lambda^2_{\text{тепл.}}\cdot\Gamma_{n'}\,(\text{тепл.})\cdot\frac{\Gamma_r}{E_0^2}. \qquad (46)$$

Поскольку $\Gamma_{n'}$ пропорционально скорости нейтрона, мы получили бы при эффективной тепловой энергии $\frac{\pi kT}{4} = 0{,}028$ *эв*

$$\sigma_r\,(\text{тепл.}) \sim 23\cdot 10^{-18}\cdot 0{,}003\cdot\left(\frac{0{,}028}{25}\right)^{1/2}\cdot\frac{0{,}1}{25^2} \sim 0{,}4\cdot 10^{-24}\ \text{см}^2. \qquad (47)$$

Однако прямые измерения Андерсона и Ферми дают для этого сечения $1{,}2\cdot 10^{-24}$ *см*^{2}.

Вывод о том, что резонансное поглощение при эффективной энергии 25 *эв* в действительности обусловлено более чем одним уровнем, дает возможность оценить по порядку величины расстояние между уровнями энергии в ядре U^{239}, если мы для простоты примем случайное соотношение фаз их отдельных вкладов. Учитывая различие между данными измерений и результатом (47), полученным по формуле для одного уровня, и имея в виду, что в поглощение дают вклад уровни, расположенные как выше, так и ниже тепловых энергий, находим при рассматриваемых энергиях возбуждения в качестве разумной оценки расстояния между уровнями величину порядка $d = 20$ *эв*.

Б. Деление, вызываемое тепловыми нейтронами

Как указывали Мейтнер, Ган и Штрассман[17], а также другие авторы, облучение урана тепловыми нейтронами в действительности приводит к возникновению радиоактивности с большим числом различных периодов, которая создается осколками деления. Прямые измерения показали, что сечение деления (усредненное по смеси изотопов) для тепловых нейтронов лежит в пределах от 2 до $3\cdot 10^{-24}$ *см*^{2}, т. е. примерно вдвое превосходит сечение радиационного захвата. Изотоп U^{239} не может давать в это сечение заметного вклада, поскольку наблюдения, относящиеся к резонансному захвату этим ядром нейтронов с энергией около 25 *эв*, привели к обнаружению активности лишь с одним периодом — 23 *мин*. Из того факта, что Мейтнер, Ган и Штрассман не нашли для нейтронов этой энергии какой-либо заметной радиоактивности с совокупностью различных периодов, которая, как теперь известно, сопровождает деление, вытекает, что для медленных нейтронов, вообще говоря, вероятность деления этого ядра составляет не более $^1/_{10}$ от вероят-

ности радиационного захвата. Следовательно, сечение деления для этого изотопа, как видно из сравнения (38) и (39), не может превосходить величины порядка σ_f (тепл.) $=\frac{1}{10}\sigma_r$ (тепл.) $= 0{,}1\cdot 10^{-24}$ *см*^{2}. Рассуждения такого рода, как отмечалось в одной из предыдущих статей Бора[6], заставляют нас практически весь выход реакции деления, наблюдавшейся на тепловых нейтронах, приписать одному из редких изотопов урана[21]. Если связать это деление с составным ядром U^{235}, то мы должны получить для σ_f (тепл.) значение $17\,000\cdot 2{,}5\cdot 10^{-24} = 4\cdot 10^{-20}$ *см*^{2}, если же приписать его ядру U^{236}, то σ_f будет в пределах от 3 до $4\cdot 10^{-22}$ *см*^{2}.

Следует ожидать, что в случае медленных нейтронов радиационная ширина и ширина по отношению к испусканию нейтрона не будут существенно различаться для различных изотопов урана. Исходя из этого, мы положим $\Gamma_{n'}(\text{тепл.}) = 0{,}003\cdot\left(\frac{0{,}028}{25}\right)^{1/2} = 10^{-4}$ *эв*. Ширина же по отношению к делению сильно зависит от высоты барьера, которая в свою очередь является чувствительной функцией заряда ядра и массового числа, как видно из рис. 4, и быстро падает с уменьшением веса изотопа. Поэтому естественно думать, что ответственным за деление является один из более легких изотопов.

Рассмотрим сначала возможность того, что деление, вызываемое тепловыми нейтронами, связано с составным ядром U^{235}. Если в этом ядре расстояние между уровнями d существенно больше ширины уровней, сечение будет в основном определяться одним уровнем с $J = 1/2$, возникающим из $i=0$; тогда из формулы (38)

$$\sigma_f = \pi\lambda^2 \frac{2J+1}{(2s+1)(2i+1)} \frac{\Gamma_{n'}\Gamma_f}{(E-E_0)^2+(\Gamma/2)^2}$$

мы получим равенство

$$\frac{\Gamma_f}{E_0^2+\Gamma^2/4} = \frac{4\cdot 10^{-20}}{23\cdot 10^{-18}\cdot 10^{-4}} = 17\ (эв)^{-1}. \qquad (48)$$

Поскольку $\Gamma > \Gamma_f$, это соотношение можно записать в виде неравенства

$$E_0^2 < \frac{\Gamma}{4}\left(\frac{4}{17}-\Gamma\right), \qquad (49)$$

из которого следует, во-первых, что $\Gamma \leqslant 4/17$ *эв* и, во-вторых, что $|E_0| < 2/17$ *эв*. Таким образом, уровень должен быть очень узким, а энергия его очень близка к тепловой. Но в этом случае сечение деления должно очень быстро падать с ростом энергии: поскольку $\lambda \sim \frac{1}{v}$, $E \sim v^2$, $\Gamma_{n'} \sim v$,

[21] N. Bohr. Phys. Rev., 1939, **55**, 418 (статья 59).

мы получим $\sigma_f \sim \frac{1}{v^5}$ для энергий нейтрона, превосходящих примерно половину электронвольта. Такая картина совершенно несовместима с результатами, полученными Колумбийской группой[22]. Согласно этим результатам, сечения деления для нейтронов из кадмиевого резонанса ($\sim$0,15 *эв*) и для нейтронов, поглощаемых бором (средняя энергия несколько электронвольт), относятся друг к другу как обратные величины соответствующих скоростей нейтронов ($1/v$). Поэтому, если связывать деление с составным ядром U^{235}, мы должны считать, что ширина уровней больше расстояния между ними (эффективными оказываются много уровней). Однако, поскольку расстояние между уровнями, несомненно, превосходит радиационную ширину, мы будем иметь тот случай, когда ширина фактически равна Γ_f. При этом сечение, которое для случая перекрывающихся уровней дается формулой (40), имеет вид

$$\sigma_f = \pi\lambda\!\!\!^{-2}\Gamma_{n'}\frac{2\pi}{d}\,. \qquad (50)$$

Отсюда находим расстояние между уровнями

$$d = 23 \cdot 10^{-18} \cdot 10^{-4} \cdot \frac{2\pi}{4 \cdot 10^{-20}} = 0{,}4 \text{ эв}, \qquad (51)$$

которое оказывается неправдоподобно малым. Согласно оценкам из табл. III, энергия возбуждения ядер U^{235} и U^{239}, образующихся в результате захвата медленного нейтрона, соответственно равна примерно 5,4 и 5,2 *Мэв*; кроме того, эти два ядра характеризуются одинаковой четностью чисел составляющих их протонов и нейтронов и поэтому должны обладать сходной системой энергетических уровней. Зная разность ΔE энергий возбуждения в этих двух случаях, мы можем найти отношение расстояний между соответствующими уровнями по формуле $\exp(\Delta E/T)$, где T — температура ядра. В качестве заниженной оценки для T можно взять 0,5 *Мэв*, что приводит к значению exp 0,6 = 2. В разделе IVA мы пришли к заключению, что в ядре U^{239} расстояние между уровнями по порядку величины составляет 20 *эв*, откуда для U^{235} следует ожидать расстояния порядка 10 *эв*. Поэтому результат (51) заставляет считать крайне маловероятным, чтобы деление, наблюдаемое на тепловых нейтронах, было связано с самым редким изотопом урана; следовательно, нам остается предположить, что оно почти полностью объясняется реакцией



$$U^{235} + n_{\text{тепл.}} \rightarrow U^{236} \rightarrow \text{деление.}$$

---

[22] H. L. Anderson, E. T. Booth, J. R. Dunning, E. Fermi, G. N. Glasoe, F. G. Slack. Phys. Rev., 1939, 55, 511.

В зависимости от того, будет ли ширина уровней мала или сравнима с расстоянием между ними, у нас имеются две возможности объяснения величины сечения σ_f (тепл.) $\sim 3{,}5 \cdot 10^{-22}$ *см*^{2}, если приписывать деление изотопу U^{235}, образующему составное ядро U^{236}. В первом случае деление должно быть в основном связано с одним изолированным уровнем; рассуждая так же, как и раньше, мы получаем, что для этого уровня

$$\frac{\Gamma_f}{E_0^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} = \frac{(2s+1)(2i+1)}{2J+1} \cdot 0{,}15\ (\text{эв})^{-1} = R. \qquad (52)$$

Если спин ядра U^{235} равен $^3/_2$ или больше, правая часть равенства (52) равна примерно 0,30 $(\text{эв})^{-1}$; если же i окажется равным $^1/_2$ то правая часть будет равна 0,6 или 0,2 $(\text{эв})^{-1}$. В итоге получаем следующие значения верхних пределов для резонансной энергии и ширины уровня:

	$i \geqslant \frac{3}{2}$	$i = \frac{1}{2}$, $J = 0$	$i = \frac{1}{2}$, $J = 1$
$\Gamma < \frac{4}{R} =$	13	7	20 *эв*
$\lvert E_0 \rvert < \frac{1}{R} =$	3	1,7	5 *эв*. (53)

С другой стороны, имеются данные о том, что при низких энергиях нейтронов сечение деления ведет себя с изменением скорости как $1/v$; отсюда точно так же, как это имело место при обсуждении случая самого редкого изотопа урана, мы можем сделать вывод, что E_0 или $\Gamma/2$ (а может быть, обе эти величины) составляют не менее нескольких электронвольт. Это дает возможность получить из (52) также и нижний предел для Γ_f

$$\Gamma_f = R\left(E_0^2 + \frac{\Gamma^2}{4}\right) > (10 \div 400)\ \text{эв}. \qquad (54)$$

В рассматриваемом случае два различных условия не противоречат друг другу, поэтому деление вполне может быть описано на основе представления об одном резонансном уровне.

Двигаясь дальше тем же путем, мы можем оценить расстояние между уровнями для составного ядра U^{236}. Как видно из табл. III, возбуждение в результате захвата нейтрона в этом случае оказывается значительно бо́льшим, чем для ядра U^{239}; поэтому мы должны были бы ожидать существенно меньших значений для расстояния между уровнями, чем полученная для последнего ядра оценка $\sim$20 *эв*. С другой стороны, известно, что плотность уровней при сравнимых энергиях у четно-четных ядер меньше, чем у нечетно-четных. Поэтому расстояние между уров-

нями в U^{236} может достигать величины порядка 20 *эв*, хотя, несомненно, не может превосходить этого значения. Из соотношения (54) при этом можно сделать вывод, что здесь мы сталкиваемся скорее всего со случаем перекрывающихся резонансных уровней, а не с одиночной линией поглощения, хотя последнюю возможность нельзя считать полностью исключенной в свете имеющихся экспериментальных данных.

В случае перекрывающихся уровней мы получим по формуле (40)

$$\sigma_f = \frac{\pi\lambda^2}{2}\Gamma_{n'}\frac{2\pi}{d}, \qquad (55)$$

откуда расстояние между уровнями будет

$$d = \frac{23\cdot 10^{-18}}{2}\cdot 10^{-4}\cdot\frac{2\pi}{3{,}5\cdot 10^{-22}} = 20 \text{ эв}. \qquad (56)$$

Поскольку мы считаем уровни неотделимыми один от другого, ширина деления должна быть не менее 10 *эв*. Такие значения расстояния между уровнями и ширины деления вполне разумно объясняют деление, вызываемое медленными нейтронами.

В. Деление быстрыми нейтронами

Обсуждение основ теории деления, вызываемого быстрыми нейтронами, облегчается двумя обстоятельствами. Во-первых, вероятность электромагнитного излучения в этом случае пренебрежимо мала по сравнению с вероятностью деления и испускания нейтрона. Во-вторых, длина волны таких нейтронов, деленная на 2π, гораздо меньше радиуса ядра ($R \sim 9\cdot 10^{-13}$ *см*), и мы оказываемся в области непрерывного распределения уровней. Поэтому сечение деления будет даваться выражением

$$\sigma_f = \pi R^2\frac{\Gamma_f}{\Gamma} \sim 2{,}4\cdot 10^{-24}\frac{\Gamma_f}{\Gamma_f+\Gamma_n}, \qquad (57)$$

или, если выразить его через отношения ширин к расстояниям между уровнями,

$$\sigma_f \sim 2{,}4\cdot 10^{-24}\cdot\frac{\Gamma_f}{\Gamma_d}\cdot\frac{1}{\frac{\Gamma_f}{d}+\frac{\Gamma_n}{d}}. \qquad (58)$$

Согласно результатам раздела III,

$$\frac{\Gamma_n}{d} = \frac{1}{2\pi}\cdot\frac{A^{2/3}}{10\text{ Мэв}}\cdot\sum_i K_i \qquad (59)$$

и

$$\frac{\Gamma_f}{d}=\frac{1}{2\pi}N^*. \qquad (60)$$

Отсюда видно, что для того чтобы воспользоваться формулой (58), нам нет необходимости знать расстояние между уровнями d для составного ядра, а достаточно лишь иметь эту величину для конечного ядра [формула (59)] и число N^* уровней делящегося ядра в переходном состоянии [формула (60)].

Разделив ширину деления на расстояние между уровнями и рассматривая это отношение как функцию энергии, мы замечаем, что оно оказывается чрезвычайно малым при энергиях возбуждения, меньших критической энергии деления, и должно, по-видимому, быстро возрастать с увеличением энергии возбуждения выше этого значения, где очень скоро вступает в силу соотношение (60). Если расстояние между уровнями в переходном состоянии сравнимо с расстояниями между нижними уровнями обычного тяжелого ядра ($\sim 50 \div 100$ *кэв*), то при энергии, на 1 *Мэв* превышающей барьер деления, следует ожидать значения $N^* = 10 \div 20$. В любом случае величина Γ_f/d будет возрастать приблизительно линейно с ростом энергии в пределах значений порядка миллиона электронвольт; при более высоких энергиях возрастание становится заметно более быстрым, поскольку при таких степенях возбуждения нужно ожидать уменьшения расстояния между уровнями ядра в переходном состоянии. Соответствующее поведение величины Γ_f/d иллюстрирует рис. 6. Следует отметить, что специфические квантовомеханические эффекты, играющие существенную роль вблизи и ниже критической энергии деления, могут в определенной степени оказывать влияние на ход кривой Γ_f/d также и выше этой энергии. Это влияние выражается в том, что в начальной части кривой возможны небольшие осцилляции, наблюдение которых могло бы сделать доступной непосредственному измерению величину N^*. Поведение отношения Γ_n/d с ростом энергии может быть предсказано с большей точностью, чем поведение рассмотренного отношения Γ_f/d. Если обозначить энергию нейтрона (в *Мэв*) через K, то для числа уровней, которые могут оказаться возбужденными в остаточном ядре (это ядро тождественно начальному), будем иметь значение примерно от $K/0{,}05$ до $K/0{,}1$, а для средней кинетической энергии неупруго рассеянного нейтрона — примерно $K/2$. Таким образом, сумма величин K_i в формуле (59) легко вычисляется, и мы получаем

$$\frac{\Gamma_n}{d}\approx(3\div 6)\,K^2. \qquad (61)$$

Однако в действительности эта формула дает лишь грубую, ориентировочную оценку. С одной стороны, для энергий $K<1$ *Мэв* применение

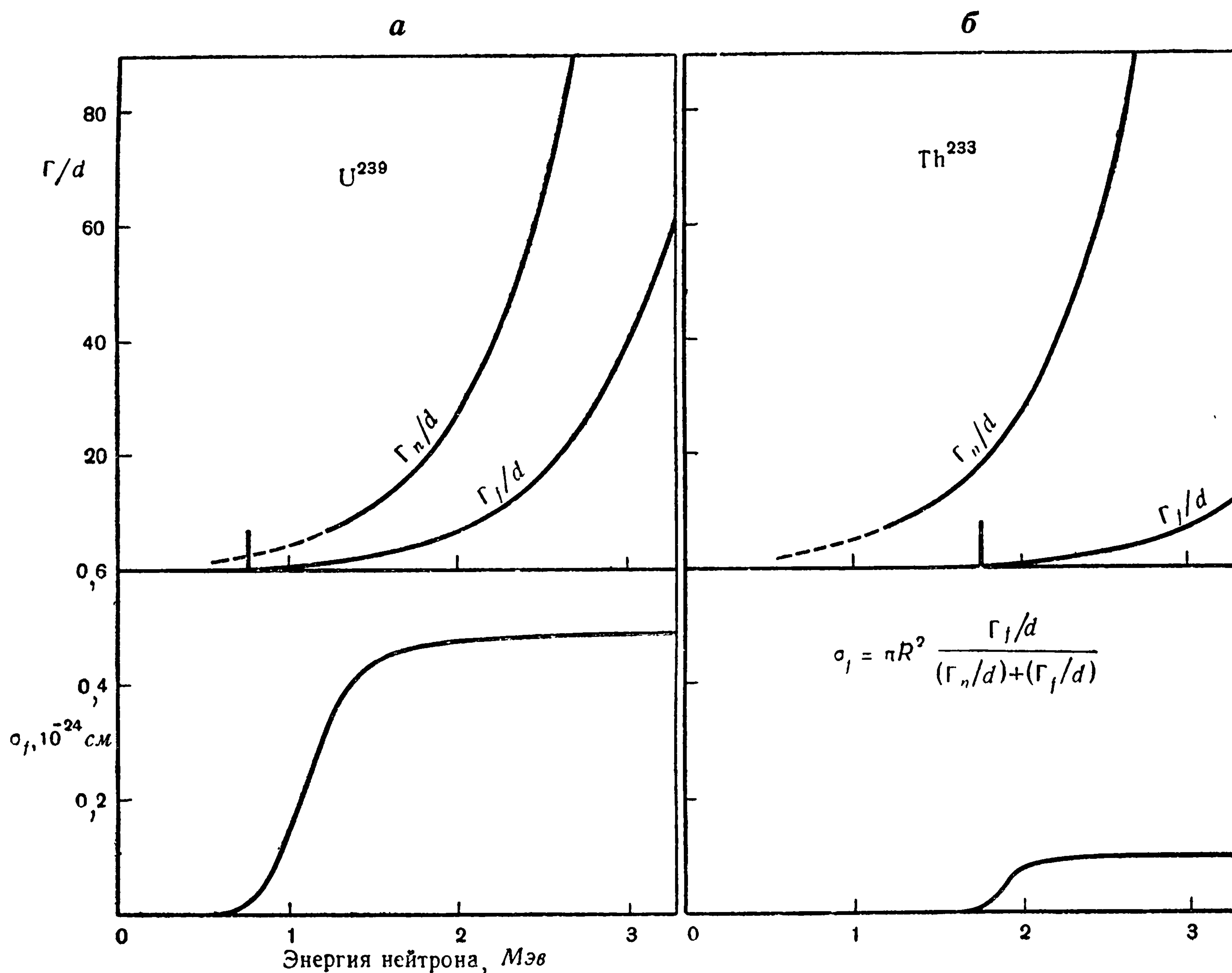


Рис. 6. Γ_n/d и Γ_f/d — отношения вероятности испускания нейтрона и соответственно вероятности деления в единицу времени (умноженных на $\hbar$) к среднему расстоянию между уровнями составного ядра при данной энергии возбуждения. Эти отношения меняются с энергией приблизительно одинаковым образом для всех тяжелых ядер, с той только разницей, что вся кривая, относящаяся к делению, сдвигается влево или вправо относительно другой кривой в соответствии с тем, оказывается ли критическая энергия деления E_f меньшей или большей, чем энергия связи нейтрона E_n. Сечение деления, вызываемого быстрыми нейтронами, зависит от отношения величин, даваемых двумя кривыми. Слева это сечение приведено для значения $E_f - E_n = 3/4$ *Мэв*, справа — для $E_f - E_n = 1^3/_4$ *Мэв*; первое значение примерно соответствует ядру U^{239}, второе — ядру Th^{233}

формулы, описывающей процесс испарения, является неоправданным, так как переход оказывается возможным вплоть до таких малых энергий нейтронов, когда Γ_n/d пропорционально скорости. С другой стороны, при энергиях выше 1 *Мэв* необходимо принимать во внимание постепенное уменьшение расстояния между уровнями в конечном ядре, вследствие

которого правая часть формулы (61) увеличивается. При построении кривых на рис. 6 была сделана попытка оценить это увеличение.

Два отношения, которые входят в выражение (58) для сечения деления, вызываемого быстрыми нейтронами, меняются с ростом энергии примерно одинаковым образом для всех тяжелых ядер. Различие обнаруживается лишь в величине критической энергии деления, которая определяет сдвиг одной кривой по отношению к другой, как показано на графиках в верхней части рис. 6. Отсюда легко сделать вывод о том, каких характерных различий в ходе измерения рассматриваемого сечения с энергией можно ожидать для разных ядер.

Мейтнер, Ган и Штрассман обнаружили, что быстрые нейтроны, как и тепловые, приводят к образованию в уране комплекса радиоактивных продуктов, которые возникают в результате деления. Ладенбург, Каннер, Баршалл и ван Воорис[23] выполнили прямое измерение сечения деления для нейтронов с энергией 2,5 *Мэв* и получили величину $0{,}5 \cdot 10^{-24}$ *см*^{2} ($\pm 25\%$). Поскольку вклад изотопа U^{235} в это сечение не может превосходить $\pi R^2/139 \approx 0{,}02 \cdot 10^{-24}$ *см*^{2}, весь эффект следует целиком приписать составному ядру U^{239}. Но для этого ядра вероятность деления при низких энергиях ничтожно мала, как мы видели из данных по медленным нейтронам. Поэтому можно считать, что изменение соответствующего сечения с энергией в общих чертах описывается рис. 6, *а*. В этой связи интересно отметить, что измерения Ладенбурга и др.[23] показали слабое изменение сечения с ростом энергии от 2 до 3 *Мэв*. Это означает, что для ядра U^{239} критическая энергия деления превосходит энергию связи нейтрона наверняка меньше, чем на 2 *Мэв*. Неопубликованные результаты вашингтонской группы[24] дают значение $\sigma_f = 0{,}003 \cdot 10 \cdot 10^{24}$ *см*^{2} при 0,6 *Мэв* и $0{,}012 \cdot 10^{-24}$ *см*^{2} при 1 *Мэв*. Вместе с результатами принстонской группы[23] это дает достаточную информацию, чтобы заключить, что критическая энергия деления для ядра U^{239} приблизительно на $^3/_4$ *Мэв* больше энергии связи нейтрона, которая согласно табл. III составляет $\sim 5{,}2$ *Мэв:*

$$E_f(U^{238}) \sim 6 \text{ Мэв}. \tag{62}$$

Другой вывод, который можно сделать на основании данных Ладенбурга и др. по измерению абсолютных значений сечения, — это вывод о том, что рис. 6 по существу правильно воспроизводит значения отношения величин Γ_f/d и Γ_n/d. Это подтверждает справедливость принятого

[23] R. Ladenburg, M. H. Kanner, H. H. Barschall, C. C. van Voorhis. Phys. Rev., 1939, 56, 168.

[24] Доклад М. Туве на Принстонском заседании Американского физического общества 23 июня 1939 г.

нами допущения, согласно которому расстояние между уровнями в переходном состоянии делящегося ядра имеет тот же порядок величины, что и расстояние между нижними уровнями в обычном ядре.

Сечение деления ядра Th^{232} нейтронами с энергией от 2 до 3 *Мэв* также измерялось принстонской группой, которая получила в этом интервале энергий $\sigma_f = 0{,}1 \cdot 10^{-24}$ *см*^{2}. Те же соображения, которые использовались при обсуждении рис. 6, в данном случае приводят к значению высоты барьера деления, на $1\frac{3}{4}$ *Мэв* превышающему энергию связи нейтрона. Отсюда на основании табл. III получаем

$$E_f(Th^{233}) \sim 7 \text{ Мэв}. \tag{63}$$

Проверка согласованности полученных значений высоты барьера деления обеспечивается отмечавшейся уже в разделе II и на рис. 4 возможностью получения критических энергий для всех ядер, коль скоро эта величина известна для одного ядра. Принимая в качестве исходного значения $E_f(U^{239}) = 6$ *Мэв*, получаем $E_f(Th^{233}) = 7$ *Мэв* в хорошем согласии с (63).

Как и в предыдущем разделе, из рис. 4 получаем $E_f(U^{236}) = 5\frac{1}{4}$ *Мэв*, $E_f(U^{235}) = 5$ *Мэв*. Оба значения *меньше* соответствующих энергий связи нейтрона по оценкам из табл. III. Исходя из значений разности $E_n - E_f$, можно с помощью рис. 6 получить, что для тепловых нейтронов отношение Γ_f/d составляет соответственно ~ 5 и ~ 1 для двух рассматриваемых изотопов. Таким образом, в обоих случаях распределение уровней оказывается непрерывным. С помощью формулы

$$\sigma_f = \pi \lambda\!\!\!^{-2} \Gamma_{n'} \frac{2\pi}{d} \tag{64}$$

можно оценить сечение деления тепловыми нейтронами для самого легкого изотопа урана, которое до сих пор совсем не измерялось. Здесь d не должно существенно отличаться от соответствующей величины для аналогичного составного ядра U^{239}, т. е. порядка 20 *эв*. Отсюда

$$\sigma_f \text{ (тепл., } U^{235}) \sim 23 \cdot 10^{-18} \cdot 10^{-4} \frac{2\pi}{20} \sim (500 \div 1000) \cdot 10^{-24} \text{ см}^2. \tag{65}$$

Этот результат, конечно, практически совпадает с тем, что мы имеем для следующего, более тяжелого составного ядра.

Оценки высоты барьера деления, ширины деления и нейтронной ширины сведены вместе на рис. 7. Расстояние между уровнями d для быст-

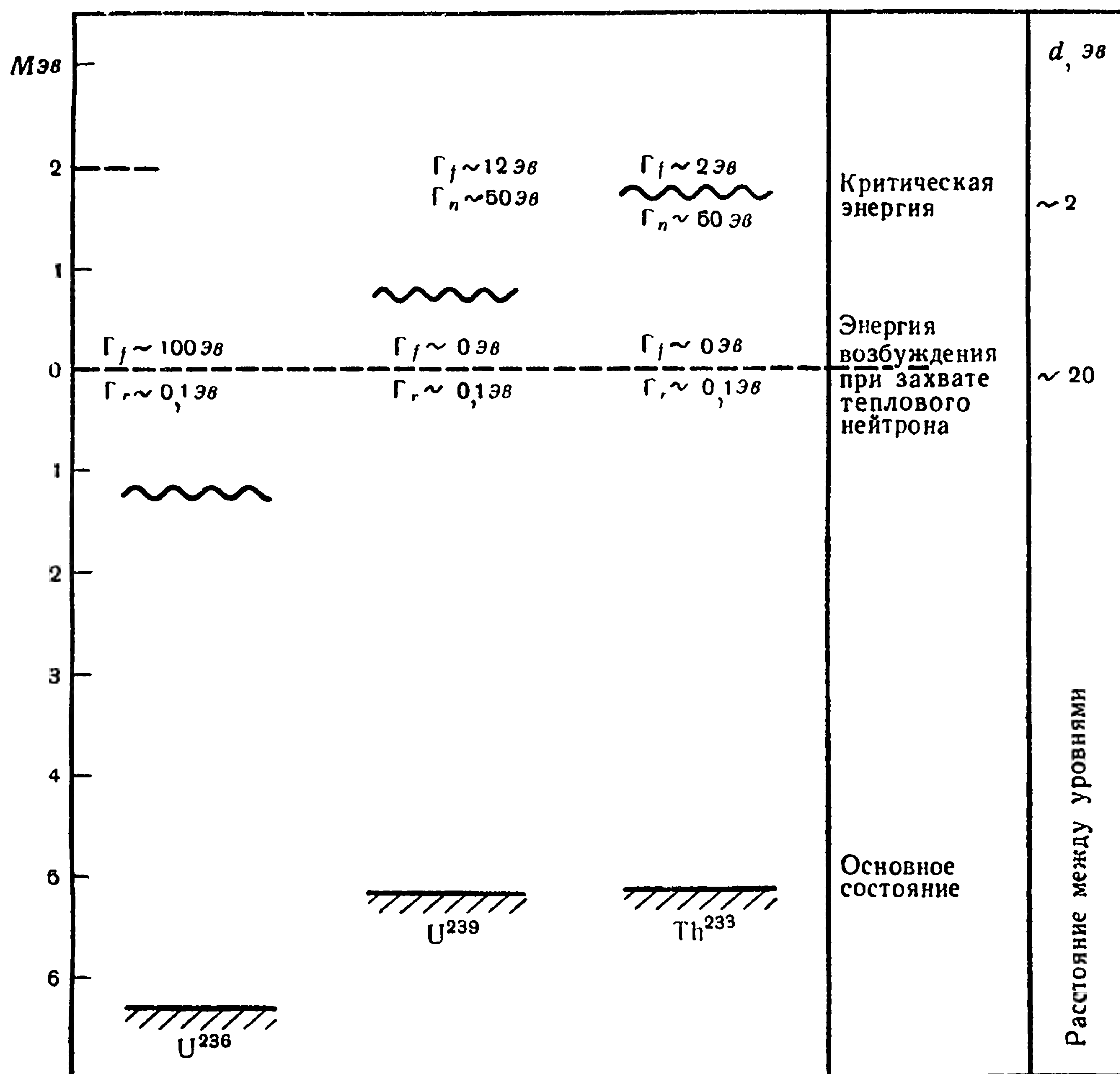


Рис. 7. Сравнительная сводка оценочных значений энергии деления, энергии связи нейтрона, расстояний между уровнями, а также ширин деления и нейтронных ширин для трех ядер, в отношении которых имеются экспериментальные данные. Для быстрых нейтронов значения Γ_f, Γ_n и d менее надежны, чем их отношения. Числа, расположенные в самой верхней части рисунка, во всех случаях соответствуют энергии нейтронов, равной 2 *Мэв*

рых нейтронов оценивалось по значению его для медленных нейтронов на основании того факта, что плотность ядерных уровней возрастает, согласно Вайскопфу, приблизительно экспоненциально с показателем $2(E/d)^{1/2}$; здесь d — величина, характеризующая расстояние между самыми нижними уровнями ядра и грубо равная 0,1 *Мэв*. Для быстрых нейтронов относительные значения величин Γ_n, Γ_f и d являются более надежными, чем абсолютные, которые нанесены на рис. 7, поскольку первые получаются более непосредственным образом.

V. ЗАПАЗДЫВАЮЩИЕ И МГНОВЕННЫЕ НЕЙТРОНЫ

Робертс, Мейер и Ванг [25] указали, что после окончания бомбардировки ториевой или урановой мишеней в течение нескольких секунд продолжается испускание нейтронов. Другие авторы [26] заметили наличие избыточных нейтронов в очень коротком интервале времени вслед за делением. Ниже мы вернемся к вопросу о возможной связи последних нейтронов с механизмом процесса деления. Что же касается запаздывающих нейтронов, то их происхождение следует приписать ядрам в состояниях высокой степени возбуждения, образующимся в результате бета-распада осколков деления. В пользу этого говорят следующие соображения.

1. Запаздывающие нейтроны обнаруживаются только в связи с ядерным делением; это видно из того факта, что выход обоих процессов одинаковым образом зависит от энергии падающих нейтронов.

2. Вместе с тем они не могут возникать в самом процессе деления, поскольку время, необходимое для деления, согласно наблюдениям Фитера [27], определенно меньше 10^{-12} *сек.*

3. Более того, возбуждение осколков в процессе деления до энергий, достаточных для последующего испарения нейтрона, также не может привести к возникновению запаздывающих нейтронов, поскольку такое возбуждение снимается даже одним электромагнитным излучением за время порядка $10^{-13} \div 10^{-15}$ *сек.*

4. Возможность того, чтобы гамма-лучи, возникающие в связи с бета-превращениями осколков деления, были способны создавать заметное число фотонейтронов в источнике, исключается результатами опыта Робертса, Хафстада, Мейера и Ванга [28].

5. В то же время энергия, освобождающаяся при бета-превращениях, во многих случаях достаточна для возбуждения конечного ядра до того уровня, когда оно может испустить нейтрон; это уже отмечалось в связи с оценками в табл. III. Типичные значения величины освобождающейся энергии показаны стрелками на рис. 8. К тому же образующееся ядро имеет порядка $10^4 \div 10^5$ уровней, на которые могут происходить бета-переходы, так что оно с подавляющей вероятностью должно образовываться в состояниях высокой степени возбуждения.

Поэтому можно считать, что запаздывающее испускание нейтронов действительно является результатом ядерного возбуждения, которое сопровождает бета-распад ядерных осколков.

---

[25] R. B. Roberts, R. C. Meyer, P. Wang. Phys. Rev., 1939, 55, 510.

[26] H. L. Amderson, E. Fermi, H. B. Hanstein. Phys. Rev., 1939, 55, 797; L. Szilard, W. H. Zinn. Phys. Rev., 1939, 55, 799; H. von Halban, jr., F. Joliot, L. Kowarski. Nature, 1939, 143, 680.

[27] N. Feather. Nature, 1939, 143, 597.

[28] R. B. Roberts, L. R. Hafstad, R. C. Meyer, P. Wang. Phys. Rev., 1939, 55, 664.

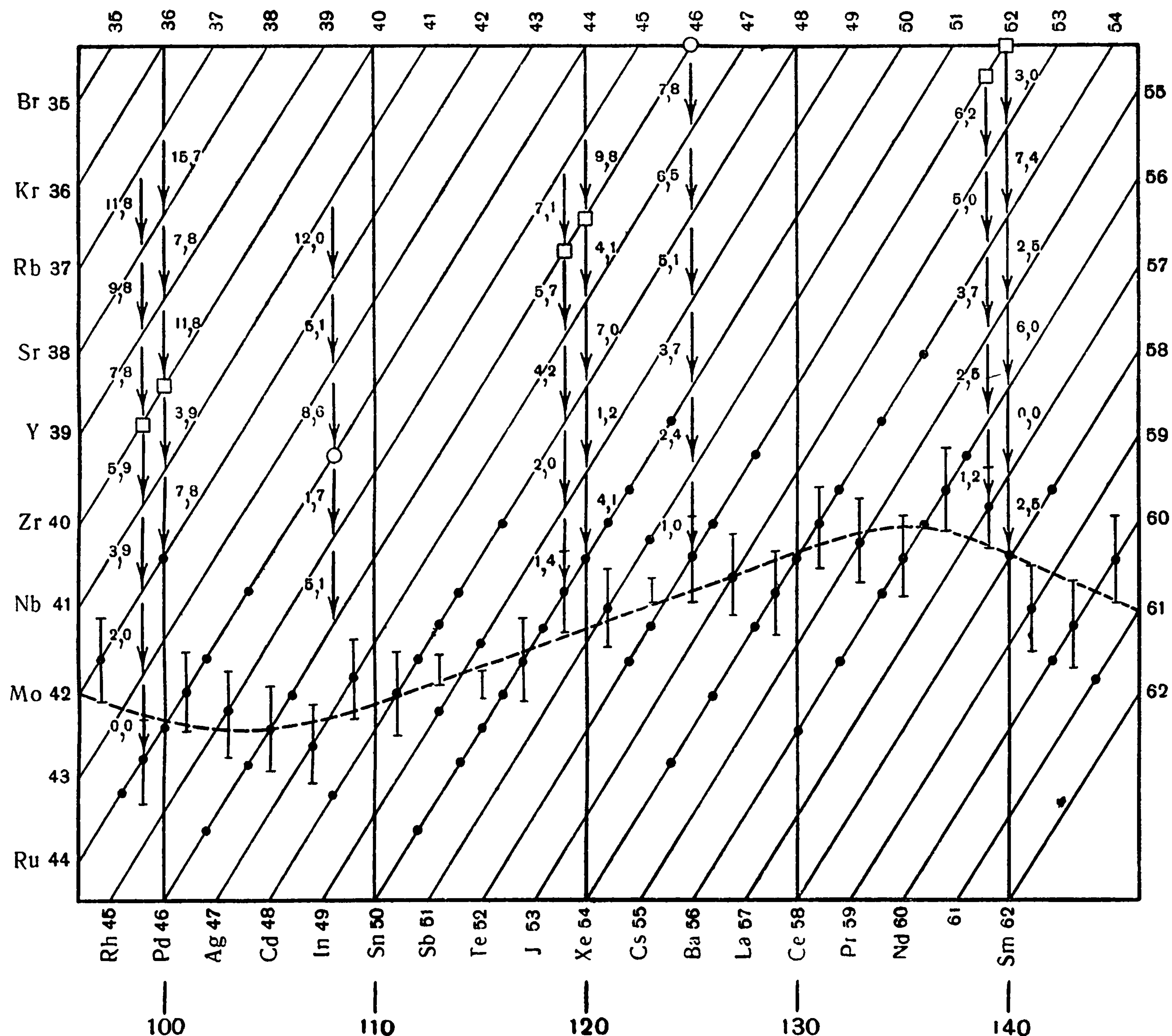


Рис. 8. Бета-распад осколков деления, приводящий к стабильным ядрам. Стабильные ядра обозначены малыми кружками. Примером является ядро $_{50}Sn^{120}$, расположенное у нижнего конца стрелки, помеченной числом 4,1; это число указывает оценку энергии (в *Мэв*) бета-превращения предшествующего ядра $_{49}In^{120}$ (см. раздел I). Заметно характерное различие в энергиях последовательных переходов между ядрами с четными и нечетными массовыми числами. Пунктирная линия проведена согласно рекомендации Гамова таким образом, чтобы не выходить за отмеченные пределы стабильности ядер с нечетным массовым числом. В разделе I говорится о том, как использовать данные этого рисунка

Действительная вероятность такого возбуждения ядра, когда становится возможным испускание нейтрона, зависит от сравнительных значений матричных элементов бета-переходов из основного состояния начального ядра в различные возбужденные состояния конечного ядра. Простейшее предположение, которое мы можем сделать относительно этих матричных элементов, — это предположение об отсутствии какой-либо систематической зависимости их от энергии конечного состояния. При этом согласно фермиевской теории бета-распада вероятность данного бета-перехода приблизительно пропорциональна пятой степени освобождающейся энергии[29]. Если конечное ядро имеет $\rho(E)dE$ возбужденных уровней в интервале энергии от E до $E+dE$, то из нашего допущения следует, что вероятность возбуждения в этот интервал энергии будет определяться формулой

$$w(E)\,dE = \mathrm{const}\,(E_0 - E)^5 \rho(E)\,dE, \tag{66}$$

где E_0 — полная выделяющаяся энергия. Из формулы (66) следует, что вероятность $w(E)$ перехода на возбужденные уровни, расположенные в единичном интервале энергии вблизи значения E, достигает максимальной величины при $E = E_{\text{макс}}$, которое дается выражением

$$E_{\text{макс}} = E_0 - \frac{5}{(d \ln \rho / dE)_{E_{\text{макс}}}} = E_0 - 5T, \tag{67}$$

где T — температура (в энергетических единицах), до которой следует нагреть конечное ядро, чтобы его средняя энергия возбуждения была равна $E_{\text{макс}}$. Таким образом, можно сказать, что наиболее вероятное значение энергии, выделяющейся при бета-превращении, равно пятикратной температуре конечного ядра. Общие сведения, которыми мы располагаем в отношении рассматриваемых ядер, приводят к заключению, что энергия возбуждения 4 *Мэв* соответствует температуре порядка 0,6 *Мэв*. Поэтому в наших предположениях, чтобы обеспечить при бета-переходе среднюю энергию возбуждения 4 *Мэв*, мы должны потребовать, чтобы полная выделяющаяся энергия была порядка $4+5\cdot 0{,}6=7$ *Мэв*.

Расстояние между ядерными уровнями, которое в элементах среднего атомного веса составляет величину порядка 100 *кэв* для самых низких уровней, уменьшается до величины порядка 10 *эв* для энергий возбуждения порядка 8 *Мэв*; вместо него можно рассматривать плотность ядерных уровней, которая согласно анализу Вайскопфа меняется примерно экспоненциально с показателем, пропорциональным корню квадратному из энергии[23]. Подставляя такое выражение для $\rho(E)$ в равенство (66), получаем функцию распределения $w(E)$, дающую вероятность возбуждения

[29] L. W. Nordheim, F. L. Yost. Phys. Rev., 1937, 51, 942.

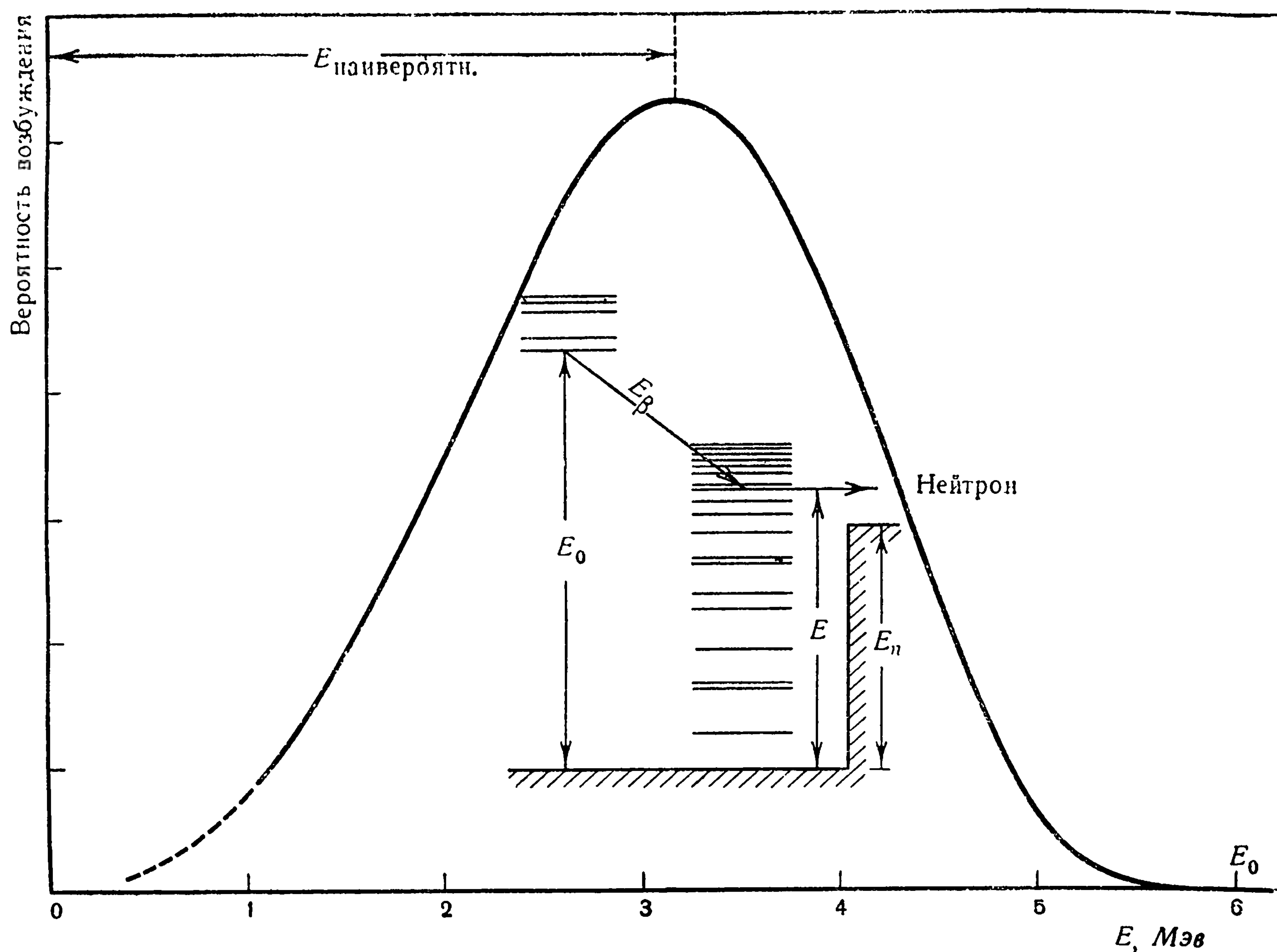


Рис. 9. Распределение по энергии возбуждения конечного ядра (ядро возбуждается в результате бета-распада осколков деления) оценено на основе предположения о примерно одинаковой величине матричных элементов для переходов на все возбужденные уровни. Видно, что при достаточно большой полной энергии E_0 и достаточно малой энергии связи нейтрона E_n должно наблюдаться заметное число запаздывающих нейтронов. На графике отложена вероятность, приходящаяся на единичный интервал энергии возбуждения

до энергии E в результате бета-распада типичного осколка деления, график которой представлен на рис. 9. Видно, что имеется заметная вероятность испускания нейтрона, если энергия связи нейтронов несколько меньше полной энергии, которая может выделиться при бета-превращении. Конечно, мы можем делать отсюда лишь общие заключения, имея в виду неопределенность в наших исходных предположениях относительно зависимости матричных элементов различных возможных переходов от энергии. Ясно, однако, что приведенное рассмотрение представляет разумное качественное объяснение наблюдений Бута, Даннинга и Слэка [30], со-

[30] E. T. Booth, J. R. Dunning, F. G. Slack. Phys. Rev., 1939, 55, 876.

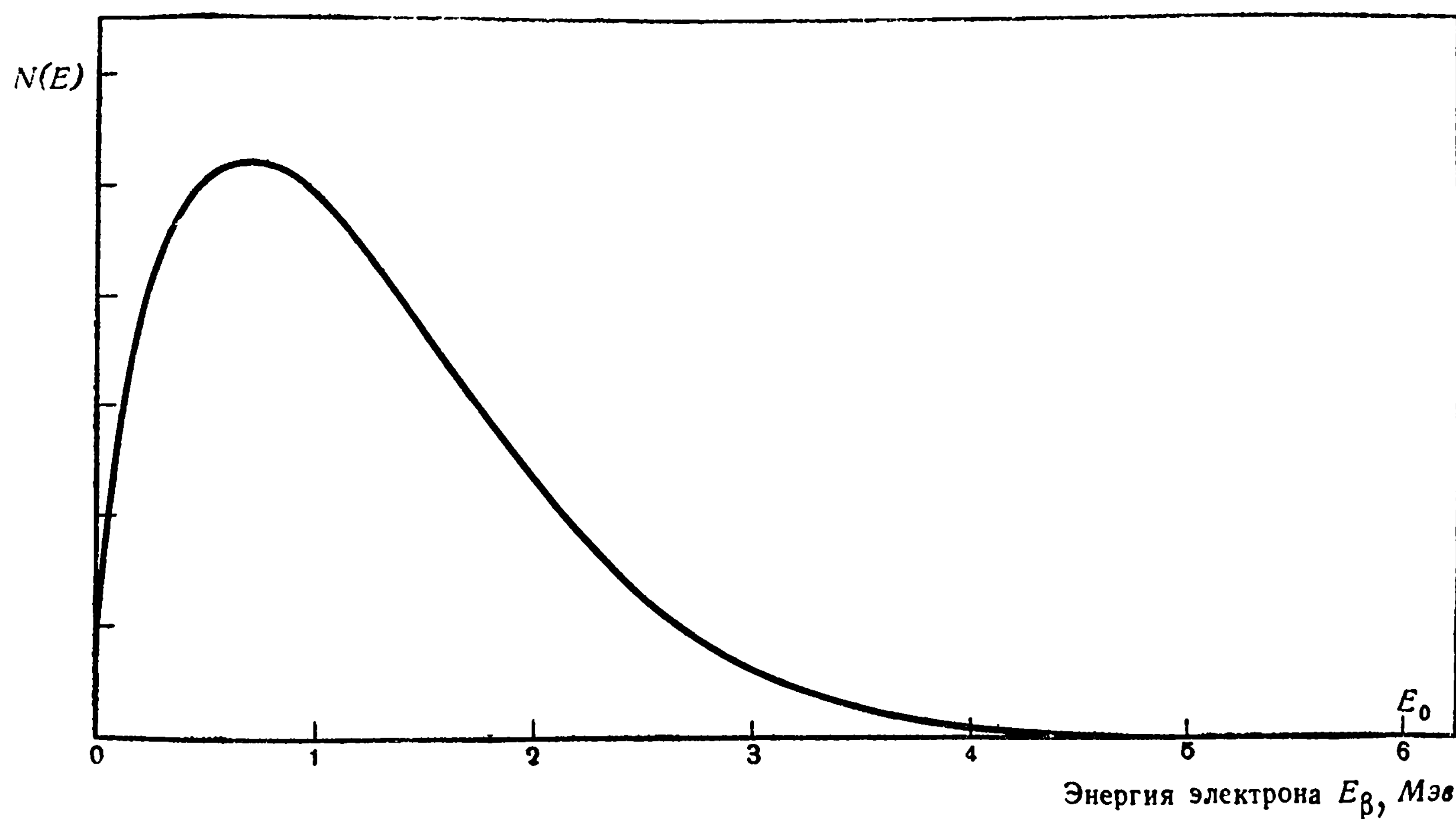


Рис. 10. Суперпозиция бета-спектров, соответствующих всем элементарным переходам, показанным на рис. 9, дает сложный спектр общего типа, подобный изображенному здесь. Кривая построена на основе предположения о примерно одинаковой величине матричных элементов и простого фермиевского распределения для всех отдельных переходов. По вертикальной оси отложено число электронов на единичный интервал энергии

гласно которым ядерное деление примерно в одном случае из 60 сопровождается испусканием запаздывающего нейтрона. Другим следствием большой вероятности переходов на возбужденные уровни должна быть своеобразная форма бета-спектра, который оказывается суперпозицией большого числа элементарных спектров. Согласно Бете, Хойлу и Пайерлсу, наблюдение бета-спектров легких элементов показывает, что для элементарных спектров справедливо фермиевское распределение по энергии[31]. Исходя из этих данных, мы на основе обсуждавшегося выше предположения о равенстве матричных элементов получаем кривую (рис. 10), которая дает качественную картину ожидаемого распределения интенсивностей электронов, испускаемых при бета-распаде типичного осколка деления. Из этой кривой видно, что подавляющая часть электронов, по-видимому, должна иметь значительно меньшую энергию, чем полная энергия, которая может выделиться при бета-превращении. Это согласуется с отрицательными результатами опытов различных ав-

[31] H. A. Béthe, F. Hoyle, R. Peierls. Nature, 1939, **143**, 200.

торов, пытавшихся обнаружить в заметном количестве электроны очень высоких энергий, которые испускались бы вслед за делением [32].

Период полураспада по отношению к элементарному переходу с выделением энергии 8 *Мэв* по порядку величины составляет от 1 до $^1/_{10}$ *сек* согласно эмпирическому соотношению между временем жизни и энергией, которое дается первой кривой Сарджента. Поскольку в случае ядерных осколков мы имеем дело с переходами на 10^4 или 10^5 возбужденных уровней, на первый взгляд кажется, что здесь следует ожидать чрезвычайно коротких времен жизни по отношению к испусканию электрона. Однако правила сумм, которые выполняются для матричных элементов рассматриваемых переходов, приводят к тому, что каждый отдельный матричный элемент оказывается в действительности гораздо меньшим, чем матричные элементы тех бета-переходов, на основе которых была построена кривая Сарджента. Таким образом, в принципе нет, по-видимому, никаких трудностей в объяснении времен жизни порядка секунд, которые указывались в сообщениях как типичные для бета-распада осколков деления.

Кроме обсуждаемых запаздывающих нейтронов наблюдались также нейтроны, которые вылетали за очень короткий период времени после деления [26] (меньше или, может быть, порядка одной секунды). Имеются сообщения о том, что выход таких нейтронов составляет от двух до трех нейтронов на акт деления. Попытка объяснения такого большого числа нейтронов на основе рассмотренного выше механизма возбуждения ядра в результате бета-перехода потребовала бы решительного пересмотра сравнительных оценок для энергий бета-переходов и энергий связей нейтрона, сделанных в разделе I. Конечно, эти оценки основаны на косвенных, хотя и простых соображениях, и поэтому в действительности могут привести к неверным результатам. Однако можно попытаться принять эти оценки как разумные, и тогда у нас имеются две возможности для объяснения происхождения этих нейтронов: либо они вылетают из составного ядра в момент деления, либо испаряются из осколков за счет возбуждения, которое эти осколки приобретают в процессе отрыва. В последнем случае для испускания нейтрона требуется время 10^{-13} *сек* или меньше (см. рис. 5). С другой стороны, время, в течение которого осколок с энергией 100 *Мэв* полностью потеряет свою скорость, по меньшей мере равно времени, которое требуется затратить частице со средней скоростью 10^9 *см/сек* на прохождение расстояния порядка 10^{-3} *см*. Поэтому нейтрон должен испариться прежде, чем осколок потеряет значительную часть своей кинетической энергии. Поскольку кинетическая энергия каждой частицы внутри ядра составляет примерно 1 *Мэв*, нейт-

[32] H. H. Barshall, W. T. Harris, M. H. Kanner, L. A. Turner. Phys. Rev., 1939, **55**, 989.

роны, летящие почти в направлении движения ядра, несомненно должны иметь бо́льшую энергию, чем 1 *Мэв*, на что указывал Сциллард[33]. Опубликованные до настоящего времени данные не доказывают и не опровергают возможности такого испарения, происходящего вслед за делением.

Следует кратко остановиться еще на третьей возможности, согласно которой обсуждаемые нейтроны могут возникать в самом процессе деления. В этой связи заслуживают внимания наблюдения над процессами дробления жидкой массы, находящейся в нестабильной форме, на две меньших массы, обладающих большей стабильностью. Эти наблюдения показывают, что в том месте пространства, где происходит разрыв общей поверхности, обычно образуются маленькие капельки. Хотя подробное динамическое рассмотрение процесса деления оказывается в случае ядра еще более сложным, чем в случае жидкой массы, из капельной модели ядра следует, что при ядерном делении вполне разумно ожидать вылета нейтронов из ядра аналогично возникновению капелек при делении жидкости.

Статистическое распределение осколков деления по зарядам и массам, как и возникновение нейтронов при делении, является по существу задачей динамики процесса деления, а не статистической механики критического состояния, обсуждавшейся в разделе II. Фактически лишь после того, как деформация ядра превзойдет критическое значение, происходит то быстрое превращение потенциальной энергии деформации в энергию внутреннего возбуждения и кинетическую энергию относительного движения осколков, которое и вызывает действительный процесс деления.

Для классической жидкой капли течение изучаемой реакции будет полностью определяться заданием координат и скоростей в конфигурационном пространстве изображающей точки системы в момент, когда она проходит над барьером в направлении деления. Если энергия системы в начальном состоянии лишь незначительно превосходит критическую энергию, изображающая точка деления должна пересечь барьер вблизи седловидной точки с малой скоростью. Однако возможность широкого выбора направлений вектора скорости в многомерном пространстве, схематически изображенном на рис. 3, показывает. что даже при энергиях, очень близких к порогу процесса деления, можно ожидать большого разнообразия в размерах образующихся осколков. Если же энергия возбуждения становится существенно выше критической энергии деления, из статистических соображений раздела III следует, что изображающая точка системы, вообще говоря, пройдет над барьером деления на некотором расстоянии от седловидной точки. Смещения изображаю-

[33] Дискуссии на Вашингтонском заседании Американского физического общества 28 апреля 1939 г.

щей точки вдоль барьера в стороны от седловидной точки соответствуют асимметричным отклонениям от критической деформации; поэтому с ростом энергии ядра в переходном состоянии мы должны ожидать все более широкого распределения осколков по массам. Можно предвидеть и проявления более тонких деталей ядерной связи: относительная вероятность наблюдения осколков с нечетными массовыми числами должна быть меньшей в случае деления составного ядра с четным зарядом и четным массовым числом, чем если оно имеет четный заряд и нечетное массовое число [34].

VI. ДЕЛЕНИЕ, ВЫЗЫВАЕМОЕ ДЕЙТРОНАМИ, ПРОТОНАМИ И ГАММА-КВАНТАМИ

Очевидно, что можно получить заметный выход реакции деления ядра при использовании любого способа его возбуждения, лишь бы энергия возбуждения достаточно превосходила критическую энергию деления и вероятность деления составного ядра была сравнима с вероятностями других процессов, приводящих к распаду системы. Поскольку главным процессом, конкурирующим с делением, является испускание нейтрона, поледнее условие будет выполнено, если энергия деления будет не слишком велика по сравнению с энергией связи нейтрона. Как мы видели раньше, это верно для самых тяжелых ядер. Поэтому можно полагать, что в таких ядрах должно наблюдаться деление не только под действием нейтронов, но и под действием достаточно энергичных дейтронов, протонов и гамма-лучей.

А. Деление, вызываемое облучением дейтронами и протонами

Оппенгеймер и Филлипс [35] указывали, что реакции дейтронов не очень высокой энергии с ядрами, обладающими большим зарядом, могут быть описаны с помощью механизма поляризации и диссоциации нейтрон-протонной связи в поле ядра, в результате чего нейтрон поглощается, а протон отталкивается. Энергия возбуждения E образующегося ядра определяется кинетической энергией дейтрона E_d, из которой надо вычесть энергию диссоциации I и кинетическую энергию улетающего

[34] Флюгге и Дросте (Zs. f. Phys. Chemie, 1939, **B42**, 274) также обсуждали вопрос о возможном влиянии более тонких деталей ядерной связи на статистическое распределение осколков деления по зарядам и массам.

[35] R. Oppenheimer, M. Phillips. Phys. Rev., 1935, 48, 500.

протона K, а затем добавить энергию связи нейтрона E_n в получающемся ядре

$$E = E_d - I - K + E_n. \qquad (68)$$

Кинетическая энергия протона не может быть больше, чем $E_d + E_n - I$. С другой стороны, она не может быть меньше потенциальной энергии, которой должен обладать протон в кулоновском поле на самом большом расстоянии от ядра, когда еще с заметной вероятностью может происходить реакция с дейтроном. Это расстояние и соответствующая кинетическая энергия $K_{\text{мин}}$ были вычислены Бете[36]. Он получил следующие результаты. Для очень малых энергий E_d падающей частицы $K_{\text{мин}} \sim 1$ *Мэв*. Когда E_d примерно сравнивается с энергией диссоциации $I = 2{,}2$ *Мэв*, выполняется соотношение $K_{\text{мин}} \sim E_d$. При возрастании энергии падающей частицы до значения, соответствующего высоте электростатического барьера, $K_{\text{мин}}$ остается по порядку величины равным E_d; дальнейший же рост E_d не приводит к изменению величины $K_{\text{мин}}$. Высота барьера для однозарядных частиц составляет по порядку величины 10 *Мэв* у самых тяжелых ядер; поэтому в области энергий обычно применяемых дейтронов можно принять $K_{\text{мин}} \sim E_d$. Отсюда можно заключить, что энергия возбуждения образующегося ядра имеет очень малую вероятность превзойти значение

$$E_{\text{макс}} \sim E_n - I, \qquad (69)$$

которое существенно меньше полученных ранее оценок для высоты барьера деления в уране и тории. Следовательно, процесс Оппенгеймера — Филлипса рассматриваемого типа, вообще говоря, будет сопровождаться главным образом излучением, а не делением, если только энергия дейтрона не превосходит 10 *Мэв*.

Однако следует еще рассмотреть возможность процессов, в которых дейтрон захватывается как целое, особенно с приближением его энергии к 10 *Мэв*. В этом случае образуется составное ядро с энергией возбуждения, по порядку величины равной

$$E_d + 2E_n - I \sim E_d + 10 \text{ Мэв}. \qquad (70)$$

Результат реакции будет определяться конкуренцией процессов деления и испускания нейтрона, которая характеризуется соотношением величин Γ_f и Γ_n (испускание протона имеет ничтожную вероятность из-за большой высоты электростатического барьера). Связанное с захватом

[36] H. A. Béthe. Phys. Rev., 1938, **53**, 39.

дейтрона увеличение заряда ядра, конечно, уменьшает критическую энергию деления и изменяет соотношение вероятностей деления и испарения нейтрона в пользу деления по сравнению с их соотношением в начальном ядре при той же энергии возбуждения. Если после захвата дейтрона произойдет испарение нейтрона, то барьер деления снова понизится по сравнению с энергией связи нейтрона. Так как кинетическая энергия испарившегося нейтрона по порядку величины равна тепловой энергии частиц в ядре (≈ 1 *Мэв*), остаточное ядро все еще будет возбужденным с энергией примерно $E_d + 3$ *Мэв*. Таким образом, например, в случае захвата дейтронов с энергией 6 *Мэв* ураном имеется значительная вероятность того, что деление произойдет или на первой, или на второй стадии, следующей за захватом ядерной реакции.

Сечение деления в такой двойной реакции можно оценить, взяв соответствующее сечение для нейтронов, даваемое формулой (42), и умножив его на коэффициент, учитывающий влияние электростатического отталкивания между ядром и дейтроном, которое препятствует захвату дейтрона,

$$\sigma_f \sim \pi R^2 e^{-P}\left[\frac{\Gamma_f(E')}{\Gamma(E')} + \frac{\Gamma_n(E')}{\Gamma(E')}\cdot\frac{\Gamma_f(E'')}{\Gamma(E'')}\right]. \tag{71}$$

Здесь P — гамовский показатель проницаемости барьера для дейтрона с энергией E и скоростью v [37]

$$P = \frac{4Ze^2}{\hbar v}\left[\arccos x^{1/2} - x^{1/2}(1-x)^{1/2}\right], \tag{72}$$

где $x = \frac{ER}{Ze^2}$. В формуле (71) πR^2 есть геометрическое сечение ядра, E' — энергия возбуждения составного ядра, E'' — средняя энергия возбуждения остаточного ядра, образующегося после испускания нейтрона. Для случая ядер U^{238}, бомбардируемых дейтронами с энергией 6 *Мэв*, получаем следующую оценку порядка величины сечения деления:

$$\pi \cdot (9 \cdot 10^{-13})^2 \cdot \exp(-12{,}9) \sim 10^{-29}\ см^2. \tag{73}$$

Здесь мы приняли разумное предположение, что после захвата дейтрона вероятность деления по порядку величины близка к единице. Пока еще нет данных, которые позволяли бы проверить справедливость нашей оценки.

Протоны могли бы быть более эффективными снарядами, чем дейтроны той же энергии, поскольку для них P, как видно из формулы (72),

---

[37] H. A. Béthe. Rev. Mod. Phys., 1937, 9, 163.

в $\sqrt{2}$ раз меньше. Так, для протонов с энергией 6 *Мэв* сечение деления в уране должно быть порядка

$$\pi \cdot (9 \cdot 10^{-13})^2 \exp\left(-\frac{12{,}9}{\sqrt{2}}\right) \cdot \frac{\Gamma_f}{\Gamma} \sim 10^{-28}\ \textit{см}^2, \tag{74}$$

что находится в пределах возможностей наблюдения.

Б. Фотоделение

Согласно дисперсионной теории ядерных реакций, сечение деления ядра гамма-квантом с длиной волны $2\pi\lambda\!\!\!^{-}$ и энергией $E = \hbar\omega$ дается формулой

$$\sigma_f = \pi\lambda\!\!\!^{-2} \frac{2J+1}{2(2i+1)} \cdot \frac{\Gamma_{r'}\Gamma_f}{(E-E_0)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2}, \tag{75}$$

если мы имеем дело с изолированной линией поглощения, частота которой равна E_0/h. Здесь $\Gamma_{r'}/\hbar$ — вероятность излучения возбужденным ядром в единицу времени всей его энергии возбуждения в виде одного гамма-кванта.

Однако наибольший интерес представляет такая ситуация, когда энергия возбуждения, сообщаемая ядру падающим гамма-квантом, достаточна для перевода ядра в область перекрывающихся уровней. Суммируя (74) по многим уровням, разделенным в среднем расстоянием d, получаем

$$\sigma_f = \pi\lambda\!\!\!^{-2} \frac{2J_{\text{ср}}+1}{2(2i+1)} \cdot \frac{2\pi}{d} \cdot \frac{\Gamma_{r'}\Gamma_f}{\Gamma}. \tag{75}$$

Не вдаваясь в подробное обсуждение конкретных значений величин, входящих в формулу (75), мы можем оценить сечение фотоделения с помощью сравнения его с сечением выхода фотонейтронов, которое измерялось разными авторами. Отношение этих сечений в точности равно Γ_f/Γ_n, так что

$$\sigma_f = \frac{\Gamma_f}{\Gamma_n}\sigma_n. \tag{76}$$

Наблюдаемое значение σ_n для гамма-квантов с энергией от 12 до 17 *Мэв* составляет $\sim 10^{-26}$ *см*^{2} в тяжелых элементах[38]. Имея в виду полученные

[38] W. Bothe, W. Gentner. Zs. f. Phys., 1939, **112**, 45.

в разделе IV сравнительные значения величин Γ_f и Γ_n, разумно ожидать сечения фотоделения порядка 10^{-27} *см*^{2} в U^{238} и порядка 10^{-28} *см*^{2} в Th^{232}. На опыте Робертс, Мейер и Хафстад[39], используя гамма-лучи, возникающие при бомбардировке мишеней из лития или фтора пучком протонов с энергией 1 *Мэв* и силой тока 3 *мка*, не обнаружили фотоделения. Первая из мишеней дает бóльший выход — около 7 квантов на 10^{10} протонов, или $8 \cdot 10^5$ квантов в минуту. При наиболее благоприятных условиях все эти гамма-кванты должны были бы проникнуть в толщу урана только на ту глубину (~ 6 *мг/см*^{2}), с которой еще возможен вылет осколков деления. Даже в этих условиях, принимая нашу оценку для величины сечения, мы получаем

$$8 \cdot 10^5 \cdot 10^{-27} \cdot 6 \cdot 10^{-3} \cdot 6{,}06 \cdot 10^{-23}/238 \sim {}^1/_{80} \text{ отсчетов в минуту,}$$

что недостаточно для обнаружения. Следовательно, пока у нас нет возможности проверить теоретическую оценку сечения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подробное объяснение, которое мы можем дать на основе капельной модели ядра не только самой возможности деления, но также зависимости сечения деления от энергии и изменению критической энергии от ядра к ядру, в своих главных чертах, по-видимому, подтверждается сравнением данных наблюдений с теоретическими предсказаниями, которое было проведено выше. На нынешнем этапе развития теории ядра мы не можем точно предсказывать такие величины, как плотность ядерных уровней или отношение энергии поверхностного натяжения к электростатической энергии в ядре; однако, если удовлетвориться возможностью иметь для них приближенные оценки на основе наблюдений, как мы делали это здесь, то многие другие детали вполне разумно согласуются между собой, давая удовлетворительную картину механизма ядерного деления.

Копенгагенский университет, Дания, и
Институт перспективных исследований
Принстон, Нью-Джерси
Принстонский университет,
Принстон, Нью-Джерси

Поступила 28 июня 1939 г.

[39] R. B. Roberts, R. C. Meyer, L. R. Hafstad. Phys. Rev., 1939, 55, 417.

ДЕЛЕНИЕ ПРОТАКТИНИЯ *

(Совместно с Дж. А. Уилером)

Недавно Гроссе, Бут и Даннинг[1] установили, что деление протактиния можно вызвать нейтронами с энергией меньше 2 *Мэв*, но не тепловыми нейтронами. В этой связи нам хотелось бы заметить, что это важное открытие, по-видимому, очень хорошо согласуется с теоретическими представлениями о механизме деления, развитыми в нашей недавней работе[2]. Эта теория основывается на предположении о том, что деление, как и другие ядерные превращения, вызванные столкновениями с частицами или γ-квантами, происходит в две стадии. Первой стадией является образование составного ядра, в котором энергия временно распределяется между различными степенями свободы подобно тому, как это имеет место при нагревании. Во второй стадии процесса значительная часть этой энергии переходит в потенциальную энергию деформации составного ядра, что приводит к его распаду. В результате вероятность деления при попадании в ядро нейтрона данной энергии зависит от разности между критической энергией E_f такой (нестабильной) деформации и энергией возбуждения составного ядра, определяемой энергией связи W_n дополнительного нейтрона. Произведенное в нашей статье рассмотрение дает для этих величин оценки, которые приведены в табл. I.

На основании таблицы можно ожидать (и это подтверждается наблюдениями Гроссе, Бута и Даннинга), что деление протактиния должно происходить легче, чем тория, но с меньшей вероятностью, чем изотопа U^{235}, который в соответствии с нашей теорией и является основной причиной большой вероятности деления урана тепловыми нейтронами. Хотя для подобных качественных заключений точность оценки $E_f - W_n$, по видимому, вполне достаточна, она вряд ли дает основания исключить возможность деления протактиния тепловыми нейтронами. Во всяком случае, вероятность такого процесса должна быть намного меньше, чем

* *The Fission of Protactinium* (With J. A. Wheeler). Phys. Rev., 1939, 56, 1065, 1066.
[1] A. V. Grosse, E. T. Booth, J. R. Dunning. Phys. Rev., 1939, 56, 382.
[2] N. Bohr, J. A. Wheeler. Phys. Rev., 1939, 56, 426. (Статья 61)

Таблица I

Оценка разностей между критической энергией E_f (нестабильной) деформации и энергией связи W_n добавочного нейтрона (в *Мэв*)

Составное ядро	E_f	W_n	$E_f - W_n$	Составное ядро	E_f	W_n	$E_f - W_n$
$_{92}U^{235}$	5,0	5,4	—0,4	$_{92}U^{239}$	5,9	5,2	+0,7
$_{92}U^{236}$	5,3	6,4	—1,1	$_{90}Th^{233}$	6,9	5,2	+1,7
$_{91}Pa^{232}$	5,5	5,4 *	+0,1	$_{90}Th^{231}$	6,5	5,3	+1,2

* К сожалению, вместо этого числа в табл. III нашей работы [2] ошибочно помещено значение 6,4 *Мэв*. Однако ясно, что случай $_{91}Pa^{232}$ имеет аналогию не с $_{92}U^{236}$, а с $_{92}U^{235}$, в котором удаление нейтрона от изотопа с нечетным числом нейтронов приводит к изотопу с четным числом нейтронов. (В табл. III статьи 61 в настоящем издании дано исправленное значение. — *Прим. ред.*)

в случае урана. Точное определение пороговой энергии для деления протактиния нейтронами, разумеется, очень важно. По-видимому, легче всего это сделать путем сравнения вероятностей деления протактиния, урана и тория быстрыми нейтронами точно определенной энергии. Для двух последних элементов подобное сравнение обеспечивают эксперименты Ладенбурга, Каннера, Баршала и ван Воориса [3]; это обсуждается в разделе IVB нашей работы [2] (см. особенно рис. 6).

Институт теоретической физики,
Копенгаген, Дания,
Палмеровская физическая лаборатория,
Принстонский университет,
Принстон, Нью-Джерси

Поступила 20 октября 1939 г.

[3] R. Ladenburg, M. H. Canner, H. H. Barshall, C. C. van Voorhis. Phys. Rev., 1939, 56, 168.

РАССЕЯНИЕ И ТОРМОЖЕНИЕ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ *

Снимки треков осколков деления урана в газах, полученные Брострёмом, Боггилдом и Лауритсеном[1] с помощью камеры Вильсона, обнаружили ряд интересных различий между этими треками и треками протонов и α-частиц. Эти различия, как нетрудно показать, обусловлены сравнительно большими зарядом и массой осколков деления; это значит, что столкновения с ядрами играют много бо́льшую роль в этом явлении, чем в случае легких частиц.

Для таких частиц, как протоны и α-частицы, рассеяние на значительные углы при столкновениях с ядрами сравнительно редко, и практически все торможение обусловлено взаимодействием между этими частицами и электронами атомов газа. В случае осколков деления не только возникают ответвления треков вследствие лобовых столкновений с ядрами, что является скорее правилом, чем исключением; эффект рассеяния и торможения при более периферических столкновениях ясно можно видеть в нерегулярных постепенных изгибах треков, так же как и в специфической форме кривой, выражающей зависимость пробега от скорости. Кроме того, вклад электронов в торможение сильно уменьшен за счет того факта, что осколки деления за время их полного пробега будут уносить с собой большое число связанных электронов, которые при отсутствии существенного влияния ядерных столкновений будут нейтрализовать большую часть эффективного заряда осколков при столкновениях с электронами.

Непрерывный захват и потеря электронов высокоскоростными осколками представляет собой довольно сложное явление; однако в первом приближении можно предположить, что осколки будут иметь средний эффективный заряд, равный отношению их скорости V к «орбитальной» скорости $V_0 \sim 10^8$ *см/сек* наиболее слабо связанных электронов в нейтральном атоме. Так как орбитальная скорость какого-либо электрона, грубо

* *Scattering and Stopping of Fission Fragments.* Phys. Rev., 1940, 58, 654, 655.
[1] K. J. Broström, J. K. Bøggild, T. Lauritsen. Phys. Rev., 1940, 58, 651.

говоря, пропорциональна эффективному заряду ядра в области, занятой атомом, то отсюда фактически следует, что орбитальная скорость будет больше или равна V, если предположить, что все электроны уносятся осколком.

В случае столкновения осколка с тяжелым атомом, обладающим слабо связанными электронами, а также электронами со скоростями, бо́льшими V, можно предположить, что только первые из них (в количестве примерно V/V_0) будут эффективны для торможения. Это верно, поскольку более быстрые электроны, так же как электроны, которые несет осколок, будут оказывать просто адиабатическое влияние в течение столкновения и, следовательно, не будут иметь запаздывающего эффекта.

Расчет тормозной способности при таких условиях особенно прост, так как вследствие сравнительно высокого эффективного заряда атома классическая механика может быть непосредственно применена для вычисления энергии и передаваемого импульса при столкновении. Используя указанные выше оценки эффективного заряда и обозначая через μ и ε массу и заряд электрона, получаем для средней потери скорости на единицу пути осколка с массой M и атомным номером Z в газе с N атомами с массой m и атомным номером Z в единице объема

$$\frac{dV}{dx}=\frac{4\pi\varepsilon^4 N}{M\mu V_0^3}\left\{\ln\left(\frac{V}{V_0}\right)^2+\frac{Z^2z^2\mu\,(M+m)}{Mm}\left(\frac{V_0}{V}\right)^3\cdot\ln\left[\frac{Mm\,(Z+z)}{\mu\,(M+m)\,Z^2z^4}\left(\frac{V}{V_0}\right)^2\right]\right\}. \quad (1)$$

Здесь первый член в фигурных скобках обязан взаимодействию с электронами, а второй — прямым ядерным столкновениям.

В случае осколка деления с массовым числом 140 и атомным номером 50, проходящего через газообразный аргон с массовым числом 40 и атомным номером 18, постоянный множитель перед логарифмом во втором члене будет около 10. Этот член, который в начальной части пробега, где скорость составляет около $20V_0$, много меньше первого члена, будет таким образом больше в конце пробега, когда скорость уменьшится до $2V_0$. Поэтому из формулы (1) можно ожидать, что кривая зависимости пробега от скорости должна иметь существенно различные черты в начале и конце пробега. В самом деле, пренебрегая медленным изменением логарифмического члена, можно ожидать, что потеря скорости на единицу пути должна быть практически линейной в начале пробега и обратно пропорциональной кубу скорости в конце пробега.

Кривая именно такого характера, по-видимому, должна совпадать с экспериментальными данными, и согласие должно быть удовлетворительным также в количественном отношении. Для сравнения теории с экспериментом в самом конце пробега существенно заметить, что условием справедливости рассматриваемого приближения является то, что аргумент логарифмов в обоих членах должен быть больше единицы. Это

значит, что первый член имеет смысл только при $V > V_0$, тогда как второй может иметь смысл в некотором приближении даже при $V < V_0$, поскольку постоянный множитель в аргументе логарифма будет около 10.

Так как, согласно формуле (1), потеря скорости на единицу пути на большей части пробега не зависит от Z и обратно пропорциональна M, два ядра с высокими атомными номерами и одинаковыми начальными импульсами будут иметь приблизительно одинаковые пробеги. Это хорошо согласуется с экспериментально найденными фактами, что треки двух осколков, возникающих в отдельном процессе деления в тонкой урановой мишени, имеют почти одинаковые длины, хотя их массы и заряды в общем значительно отличаются. В этой связи надо также заметить, что вследствие преобладающего эффекта ядерных столкновений в конце пробега, здесь можно ожидать много большего разброса, чем в случае протонов и α-частиц. В то время как для легких частиц среднее квадратичное значение относительного разброса в пробегах имеет тот же самый порядок величины, что и отношение масс тормозящих электронов и движущейся частицы [1], мы ожидаем, что это значение будет порядка m/M на значительной части пробега частиц, возникающих при делении.

Кроме того, можно показать, что характерное искривление треков осколков деления, обнаруженное на снимках в камере Вильсона, которое должно быть простым следствием рассеяния за счет многократных ядерных столкновений, слишком мало, чтобы привести к заметному ответвлению трека. Действительно, легко показать, что средний квадрат отклонения угла в пределах той части пробега, где энергия меняется на ΔE, имеет вид

$$\Phi^2 = \frac{m}{M}\frac{\Delta E}{E}\left[\frac{\Delta_N E}{\Delta_N E + \Delta_e E}\right]; \qquad (2)$$

здесь $\Delta_N E$ и $\Delta_e E$ — относительные вклады в ΔE ядерных и электронных столкновений соответственно. Несмотря на то, что здесь выражение в скобках мало́ в начальной части пробега, вблизи конца пробега оно равно почти 1 и здесь, где изгиб трека легко измерим, формула (2) весьма удовлетворительно согласуется с экспериментом.

Указанные здесь расчеты будут более подробно изложены в работе, которая должна быть опубликована в «Communications of the Copenhagen Academy of Science».

Институт теоретической физики
Копенгагенского университета

Поступила 9 июля 1940 г.

[1] N. Bohr. Phil. Mag., 1915, 30, 581 (статья 13, т. I).

СООТНОШЕНИЕ МЕЖДУ СКОРОСТЬЮ И ПРОБЕГОМ ДЛЯ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ *

(Совместно с Я. Боггилдом, К. Брострёмом и Т. Лауритсеном)

В недавно опубликованных работах [1,2] обсуждался ряд особенностей прохождения осколков деления урана через вещество, которые обнаружены на фотографиях, полученных с помощью камеры Вильсона. В частности, было указано, что мы имеем дело с соотношением нового типа между скоростью и пробегом, которое определяется взаимосвязью захвата электронов осколками на всем пути их пробега, с одной стороны, и окончательным торможением путем ядерных столкновений. В этой связи было также показано, что быстрое убывание полного заряда осколков с уменьшением скорости означает, что даже значительная разница в массах и зарядах осколков ядер будет сравнительно мало влиять на полный пробег осколков, испущенных с одним и тем же импульсом. Вследствие этого факта предварительное изучение треков в камере Вильсона непосредственно не дает каких-либо указаний на наличие двух основных групп осколков, которые так ясно обнаруживаются при химическом анализе продуктов деления, а также при измерении полной ионизации отдельных осколков [3]. Однако более тщательный анализ большого количества новых данных дает определенное указание на наличие двух групп треков и в то же самое время информацию относительно соотношения пробег — скорость.

Это указание получено частично из измерения полной длины небольшого числа отобранных треков в тонких слоях урана и частично из счета ответвлений в различных частях пробега для большого числа треков, возникающих в толстых урановых мишенях. Измерения длины двенадцати треков, из которых восемь принадлежали парам треков, испущенных в противоположных направлениях, и четыре были одиночными, дали две группы с пробегами 22 и 29 *см* в воздухе при нормальных условиях.

---

* *Velocity-Range Relation for Fission Fragments* (With J. K. Bøggild, K. J. Brostrøm, T. Lauritsen). Phys. Rev., 1940, 58, 839, 840.

[1] K. J. Brostrøm, J. K. Bøggild, T. Lauritsen. Phys. Rev., 1940, 58, 651.

[2] N. Bohr. Phys. Rev., 1940, 58, 654 (статья 63).

[3] Ср.: L. Turner. Rev. Mod. Phys., 1940, 12, 22.

Однако вследствие довольно большого разброса в пределах каждой группы трудно вынести совершенно определенное заключение на основе столь малого количества измерений. К счастью, из статистического анализа числа ответвлений, которые представляют собой весьма заметные детали треков, можно получить еще более определенное доказательство этого группирования треков. Вследствие совершенно случайного распределения ответвлений, конечно, невозможно какое-либо группирование отдельных треков на основе ответвлений, но в зависимости от характера распределения числа ответвлений на данной части пробега для большого числа треков группирование совершенно очевидно.

Если бы вероятность образования ответвления для всех треков была одна и та же на данном расстоянии от конца пробега, то число ответвлений, длина которых лежит в заданных пределах, в некоторой части трека должно было бы иметь распределение в соответствии с известным законом[4]

$$P(n) = \omega^n e^{-\omega}/n!,$$

где ω — среднее значение числа ответвлений в рассматриваемом интервале и $P(n)$ — вероятность встретить как раз n ответвлений в этом интервале. Измерения нескольких тысяч треков в газообразном аргоне дают результат, что в интервале длин треков от 0,3 до 1,15 *см* (при нормальных условиях в воздухе) от конца пробега среднее значение числа ответвлений составляет около 2,2, а доли треков с 0, 1, 2 и 3 ответвлениями соответственно равны 0,17; 0,25; 0,20 и 0,15, тогда как эта формула дает 0,11; 0,24; 0,27 и 0,20. Из этих цифр совершенно ясно, что вероятность ответвления в различных треках не одна и та же. Однако почти полное совпадение с экспериментальными значениями получается, если предположить, что треки разделены на две группы, в три раза различающиеся по среднему числу ответвлений. Аналогичный анализ распределения ответвлений на последних 0,3 *см* от конца пробега дает значительно лучшее совпадение с этой формулой, справедливой для отдельной группы, указывая, что здесь отношение средних значений для двух групп треков близко к единице.

Так как вероятность передачи энергии в ядерных столкновениях зависит помимо скорости просто от зарядов и масс сталкивающихся ядер, статистический анализ распределения ответвлений вдоль треков приводит к прямому способу получения усредненного соотношения пробег—скорость для осколков деления, если только известно соотношение пробег—энергия для частиц, дающих ответвления. Вследствие большой неопределенности этих соотношений, включающих и низкие энергии, а также трудностей идентификации ответвлений на фотографиях, полученные

[4] Ср., например: N. Bohr. Phil. Mag., 1915, 30, 581 (статья 13, т. I).

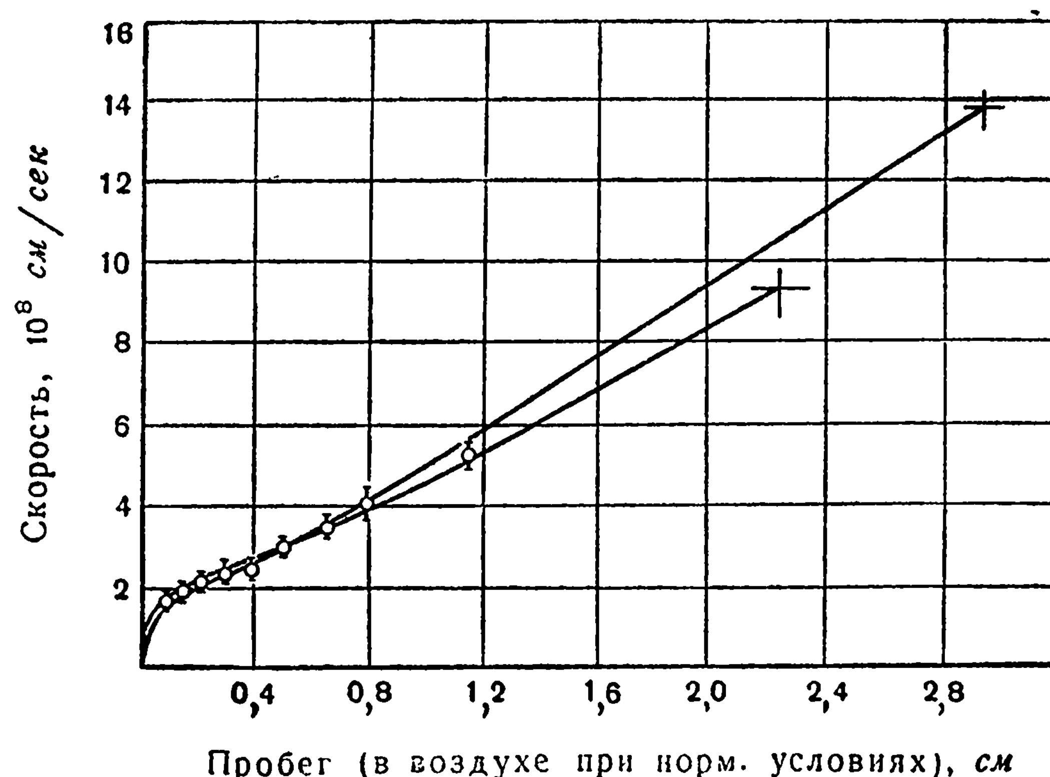


Рис. 1. Соотношение скорость—пробег для осколков деления

таким образом абсолютные определения скорости ненадежны; однако их относительные значения дают полезную информацию об общем характере соотношения скорость—пробег и подтверждают вывод, предварительно сделанный из прямых измерений по отдельным большим ответвлениям [5].

Данные относительно соотношения скорость—пробег для осколков деления, выведенные из обсуждавшегося материала, представлены на рис. 1. Две кривые соответствуют двум основным группам осколков, имеющим различные пробеги и различные начальные скорости. Эти скорости рассчитаны в предположении [6], что два ядерных осколка, вылетевших с полной кинетической энергией 160 *Мэв*, имеют отношение масс 2 : 3. Приписывание более короткого пробега более тяжелой частице следует непосредственно из общего характера кривых для более высоких скоростей, где их ход близок к линейному, а наклоны не отличаются сильно для двух групп осколков. Форма кривых для более низких скоростей определена путем подсчета числа ответвлений. Точки, изображенные на рис. 1, дают в соответствующем масштабе средние скорости в этой области, вычисленные по числу ответвлений в заданных пределах длины в различных интервалах пробега.

Поскольку быстрое убывание скорости в конце пробега должно быть приписано эффекту многочисленных ядерных столкновений [7], скорость

[5] См. примечание 1 на стр. 355.

[6] Из-за арифметической ошибки в оценке средних начальных скоростей осколков кривая на рис. 3 в более ранней заметке (примечание 1 на стр. 355. — *Ред.*) была проведена слишком высоко. Однако эта поправка не меняет выводов относительно общего характера кривой.

[7] См. примечание 2 на стр. 355.

тяжелого осколка в этой области должна быть больше; на это указывает также изучение распределения ответвлений. Действительно, вероятность ответвления, обязанного ядерному столкновению, пропорциональна (Z^2/V^2), где Z — атомный номер, а V — скорость; поэтому приближенное равенство среднего числа ответвлений для двух групп в этой области означает, что эффект различия зарядов частично нейтрализован различием в скорости. С другой стороны, большое различие в среднем числе ответвлений для этих групп при бóльших расстояниях от конца пробега является ясным указанием на то, что здесь скорость легкого осколка более высокая. В этой области быстрота уменьшения импульса приблизительно одинакова для двух типов осколков, как и следовало ожидать из общих теоретических соображений. Однако эта быстрота оказывается несколько большей для более тяжелых частиц, что указывает на немного более высокий результирующий заряд при одной и той же скорости; это согласуется также с более слабой связью внешних электронов в атомах с более высокими атомными номерами.

Различные вопросы, обсуждавшиеся в этой заметке, будут рассмотрены более подробно в двух работах, которые появятся в «Communications of the Copenhagen Academy», ссылки на которые мы уже делали в наших более ранних статьях.

Институт теоретической физики
Копенгагенского университета

Поступила 3 сентября 1940 г.

65

ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ ПРИ ДЕЛЕНИИ ЯДЕР *

Если допустить, что деление тяжелых ядер конкурирует с испусканием нейтрона из сильно возбужденных составных систем, то можно ожидать, что при достаточно сильном возбуждении системы деление остаточного ядра еще может осуществиться после испускания нейтрона. Так как в этой второй стадии процесса условия конкуренции с испусканием нейтрона в некоторых случаях более предпочтительны, чем в первой стадии, такие эффекты могут приводить к увеличению сечений процесса деления.

Как было показано в более ранних работах [1], основные черты деления тяжелых ядер можно объяснить на основе предположения, что процесс связан со сравнительно долго живущим промежуточным состоянием сложной системы, в которой энергия возбуждения распределена по всем степеням свободы, как при тепловом равновесии. Действительно, чрезмерная деформация составного ядра, приводящая к разрыву, может быть связана с флуктуациями в этом распределении энергии, случайно приводящими к концентрации значительной части энергии возбуждения в определенных видах колебаний сильно связанных систем ядерных частиц. Поэтому вероятность того, что осуществляется деление составной системы, определяется конкуренцией с другими процессами распада или излучения, которые приводят к уменьшению энергии возбуждения остаточной системы до такой величины, что деление становится уже невозможным.

В обычных случаях, когда составная система имеет энергию, ненамного превышающую необходимую для деления, осуществление одного или другого конкурирующего процесса будет уменьшать имеющуюся энергию до значения ниже критического. Если, однако, энергия возбуждения составной системы очень высока, остаточная система может иметь возбуждение, допускающее деление. На второй стадии вероятность деле-

---

* *Successive Transformations in Nuclear Fission.* Phys. Rev., 1940, 58, 864—866.

[1] N. Bohr. Nature, 1939, 143, 330 (статья 58); Phys. Rev., 1939, 55, 418 (статья 59) и особенно: N. Bohr, J. A. Wheeler. Phys. Rev., 1939, 56, 426, 1065 (статьи 61 и 62) (далее цитируются как БУ).

ния будет, конечно, опять зависеть от конкуренции с другими процессами распада или излучения. Такие последовательные превращения уже кратко обсуждались (БУ, стр. 449), особенно в связи с делением под действием дейтронов, но в то время в нашем распоряжении не было экспериментальных доказательств осуществления этого процесса. Однако недавние эксперименты по делению под действием быстрых нейтронов, а также дейтронов, по-видимому, предоставляют нам определенные данные о последовательных превращениях и в то же время проливают свет на конкурирующий характер процесса деления. Очевидно, интересно рассмотреть их здесь несколько подробнее.

Прежде всего, Агено, Амальди, Боккиарелли и Трабакки[2] было обнаружено, что сечение деления урана при столкновении с нейтроном остается практически постоянным для энергий нейтронов примерно от 1 до 10 млн. электронвольт, но что оно значительно возрастает для нейтронов еще более высоких энергий, полученных при бомбардировке лития дейтронами. Этот результат может быть легко понят из того факта, что при низких энергиях мы просто имеем дело с конкуренцией между испусканием нейтронов из составного ядра $_{92}U^{239}$ и его делением, причем для нейтронов с энергией выше 1 *Мэв* отношение вероятностей этих конкурирующих процессов почти постоянно. Однако, если энергия нейтрона выше 10 *Мэв*, имеется значительная вероятность, что остаточное ядро $_{92}U^{238}$, полученное после испускания нейтрона, будет иметь достаточное возбуждение, чтобы произошло деление. Кроме того, условия для деления в этом случае особенно благоприятны, так как в $_{92}U^{238}$ мы имеем дело с ядром четного заряда и массового числа, для которого, как и в составном ядре $_{92}U^{236}$, образованном при столкновении с нейтроном редкого изотопа урана $_{92}U^{235}$, критическая энергия деления несколько ниже, чем энергия связи нейтрона. Таким образом, для энергии возбуждения ядра $_{92}U^{238}$ как раз над критической энергией деления испускание нейтрона не может происходить; даже при более высоком возбуждении вероятность деления в этом процессе много больше, чем вероятность испускания нейтрона.

Оценка разности между критической энергией деления E_f и энергией связи нейтрона E_n может быть получена для всех рассматриваемых ядер с помощью простого рассуждения (БУ, стр. 430, 433); результат этой оценки может быть резюмирован в следующей приближенной формуле:

$$\Delta E \simeq E_f - E_n = 0{,}27\,(A-238) - 1{,}32\,(Z-92) + \\ + \begin{cases} -0{,}6, & \text{если } A-Z \text{ четно}, \\ +0{,}4, & \text{если } A-Z \text{ нечетно}, \end{cases} \quad (1)$$

[2] M. Ageno, E. Amaldi, D. Bocciarelli, G. C. Trabacchi. Atti Acc. d'Italia, 1940. Об этом любезно сообщил автору проф. Э. Амальди.

которая дает ΔE (в *Мэв*) для составного ядра с массовым числом A и порядковым номером Z. Различие двух констант в последнем слагаемом представляет как раз различие примерно в 1 *Мэв* между энергией связи нейтрона в тяжелом ядре при четном и нечетном числах $(A-Z)$ ядерных нейтронов.

Для $_{92}U^{239}$ и $_{92}U^{238}$ формула (1) соответственно дает значения $\Delta E = +0{,}7$ *Мэв* и $\Delta E = -0{,}6$ *Мэв*, из которых следует, что для достаточно высоких возбуждений отношение ρ вероятностей испускания нейтрона и деления, которое для $_{92}U^{239}$ составляет примерно 4 : 1, будет для $_{92}U^{238}$ меньше, чем 1 : 3. Для средних сечений σ'_f и σ''_f деления урана под действием быстрых нейтронов в одну и две стадии соответственно получаем

$$\sigma'_f = \frac{1}{4+1}\sigma_0 = \frac{1}{5}\sigma_0, \quad \sigma''_f = \frac{4}{5}\cdot\frac{3}{4}\alpha\sigma_0 = \frac{3}{5}\alpha\sigma_0,$$

где σ_0—сечение образования составной системы $_{92}U^{239}$, и коэффициент α, грубо говоря, представляет собой долю остаточных ядер $_{92}U^{238}$, имеющих энергию возбуждения, превышающую критическую энергию деления. Так как эксперимент показывает, что среднее сечение для нейтронов от реакции D+Li на 40% выше, чем среднее сечение для нейтронов от реакций D+Be и D+B, то множитель α в этом случае будет иметь среднее значение несколько большее $^1/_{10}$, что следует из известного спектра нейтронов от реакции[3] D+Li.

Сравнительно больший эффект последовательных превращений должен ожидаться в случае деления тория быстрыми нейтронами. Действительно, из формулы (1) мы получаем для $_{90}Th^{233}$ и $_{90}Th^{232}$ приближенно $\Delta E = +1{,}7$ и $+0{,}4$, что отвечает значениям ρ соответственно около 24 : 1 и 2 : 1. Следовательно, в этом случае получим

$$\sigma'_f = \sigma_0/25, \quad \sigma''_f = 8\alpha\cdot\sigma_0/25.$$

С тем же самым значением α, какое указано выше, мы, таким образом, ожидаем, что среднее сечение для нейтронов от D+Li будет почти вдвое больше, чем для нейтронов от D+Be. Еще более ярко выраженных эффектов следует, конечно, ожидать в случае нейтронов с хорошо определенными высокими скоростями, для которых α может быть почти равным 1; это дает полное сечение деления, примерно в 10 раз большее полученного для нейтронов с энергиями лишь в несколько миллионов электронвольт, для которых α есть еще нуль.

В этой связи, по-видимому, интересно отметить, что подобные эффекты можно также ожидать для деления протактиния быстрыми нейтронами. Здесь для составных ядер $_{91}Pa^{232}$ и $_{91}Pa^{231}$ мы находим из формулы (1)

$$\Delta E = +0{,}1 \text{ и } \Delta E = -1{,}2,$$

[3] T. W. Bonner, W. Brubaker. Phys. Rev., 1935, 48, 748.

откуда получаем значения ρ около 1 : 1 и 1 : 10, которые приводят к

$$\sigma'_f = \frac{1}{2}\sigma_0, \quad \sigma''_f = 5\alpha \cdot \sigma_0/11.$$

Таким образом, мы ожидаем увеличения выхода процесса деления примерно вдвое при переходе от нейтронов с энергией в несколько миллионов электронвольт к нейтронам с энергией выше 10 *Мэв*.

Что касается деления под действием дейтронов, то из простых теоретических соображений (БУ, стр. 448) следует, что достаточное возбуждение составной системы может быть получено только при соударении, приводящем к полному слиянию дейтрона с начальным ядром. Следовательно, такой выход реакции будет в первую очередь зависеть от того, насколько легко дейтрон проникает через электростатическое поле, окружающее ядро; при этом сечения порядка геометрического сечения ядра можно ожидать только для дейтронов с энергией, приближающейся к 10 *Мэв*. Это согласуется с экспериментальными данными Гента[4], который определил порог этого процесса для урана примерно 8 *Мэв*, но не предпринимал попыток измерить сечение. Такие измерения для урана, а также для тория, недавно были выполнены в этом институте Якобсеном и Лассеном[5], которые нашли для обоих элементов быстрое возрастание выхода этой реакции в области энергий между 8 и 9,5 *Мэв*, который соответствует сечению порядка 10^{-26} *см*^{2} при последнем значении энергии.

При делении урана и тория, вызванном дейтронами, мы ожидаем последовательные преобразования, включающие составные ядра ${}_{93}\mathrm{EkaRe}^{240}$, ${}_{93}\mathrm{EkaRe}^{239}$ и ${}_{91}\mathrm{Pa}^{334}$, ${}_{91}\mathrm{Pa}^{223}$ соответственно. Из формулы (1) мы получим

$$\Delta E = -0{,}4 \text{ Мэв и } \Delta E = -1{,}7 \text{ Мэв}$$

для последовательных превращений урана и

$$\Delta E = +0{,}6 \text{ Мэв и } \Delta E = -0{,}7 \text{ Мэв}$$

для превращений тория, соответствующие значениям ρ около 1 : 2 и 1 : 24 для урана и около 3 : 1 и 1 : 4 для тория. Таким образом, мы можем ожидать для урана

$$\sigma'_f = \frac{2}{3}\sigma_0, \quad \sigma''_f = \frac{8}{25}\alpha\sigma_0$$

и для тория

$$\sigma'_f = \frac{1}{4}\sigma_0, \quad \sigma''_f = \frac{3}{5}\alpha\sigma_0.$$

[4] D. H. T. Gant. Nature, 1939, 144, 707.
[5] J. C. Jacobsen, N. O. Lassen. Phys. Rev., 1940, 58, 867.

В то время как σ'_f для тория составляет лишь $^1/_3$ значения для урана, мы видим, что полные сечения $\sigma'_f + \sigma''_f$ становятся почти одинаковыми для этих двух элементов, если α близко к единице, как это можно ожидать из высокого возбуждения (около 15 *Мэв*) составной системы. Поэтому эксперименты Якобсена и Лассена, показывающие, что для дейтронов с энергией 9 *Мэв* выход деления в случае тория составляет около 0,7 соответствующего значения в случае урана, по-видимому, подтверждают, что здесь мы имеем дело с последовательными превращениями.

В эффектах деления урана быстрыми нейтронами и дейтронами присутствие редкого изотопа урана $_{92}U^{235}$ будет в противоположность случаю деления медленными нейтронами, где этот изотоп ответствен за весь эффект, иметь пренебрежимо малое значение.

В экспериментах с разделенными изотопами урана мы, конечно, также ожидаем, что для $_{92}U^{235}$ будут наблюдаться последовательные превращения такого же типа, как и обсуждаемые здесь; но ввиду того факта, что для составных ядер $_{92}U^{236}$ и $_{93}EkaRe^{237}$, прямо образующихся в результате столкновений с нейтроном и дейтроном, мы имеем из формулы (1) большие отрицательные значения $\Delta E = -1{,}2$ и $\Delta E = -2{,}3$, соответствующие очень малым значениям ρ такие эффекты будут гораздо менее резко выражены, чем в рассмотренных выше случаях. Подобное рассмотрение применимо и к делению протактиния при столкновении с дейтроном.

Из этого краткого обсуждения последовательных превращений при делении ядер можно видеть, что исследование этих явлений дает способ значительного увеличения числа различных ядер, в которых может быть исследован процесс деления.

Институт теоретической физики
Копенгагенского университета

Поступила 12 августа 1940 г.

СООТНОШЕНИЕ СКОРОСТЬ — ПРОБЕГ ДЛЯ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР *

Детально проанализированы и сопоставлены с новыми экспериментальными данными выполненные ранее вычисления, относящиеся к замедлению продуктов распада по мере разлета. В частности, дана более точная оценка эффективного заряда в столкновениях с электронами, которые играют определяющую роль в торможении на начальном участке пути осколка, и радиуса экранирования в ядерных соударениях, ответственных за окончательную остановку. Для оценки роли электронных взаимодействий были использованы данные о пробеге α-частиц таких же скоростей. При этом, однако, необходимо ввести некоторую поправку, обусловленную различием формул, описывающих торможение в этих двух случаях. Кроме того, следы осколков деления обнаруживают, в отличие от α-частиц, заметный разброс по длине, возникающий в конце пробега. Показано, что и в этом пункте полученные результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными.

В предыдущей заметке [1] мы вкратце обсудили некоторые специфические свойства процесса торможения осколков деления, обнаруженные в экспериментах с использованием камеры Вильсона [2]. В частности, было отмечено, что на различных участках пробега механизм торможения неодинаков. В начале пути, когда полный заряд осколка еще велик, практически все торможение обусловлено передачей энергии отдельным электронам атомов газа, заполняющего камеру Вильсона. Однако по мере уменьшения скорости заряд осколка, существенный во взаимодействии с электронами, быстро уменьшается, и постепенно начинает играть все бо́льшую роль прямая передача импульса атомам газа, происходящая при непосредственном сближении ядер. В конечной части пробега торможение фактически почти полностью определяется вторым механизмом. В предыдущей заметке было показано, как простые соображения, учитывающие изменение заряда осколков, с уменьшением их скорости, позволяют объяснить, по крайней мере, качественно характерные особен-

---

* *Velocity-Range Relation for Fission Fragments.* Phys. Rev., 1941, 59, 270—275.

[1] N. Bohr. Phys. Rev., 1940, 58, 654 (статья 63).

[2] K. J. Brostrøm, J. K. Bøggild, T. Lauritsen. Phys. Rev., 1940, 58, 651.

ности торможения осколков в процессе разлета. Однако в дальнейшем удалось добиться значительного улучшения различных оценок, относящихся к этим вычислениям, и поэтому, вероятно, представляет интерес рассмотреть этот вопрос более подробно.

Для дальнейшего проблемой первостепенной важности является оценка числа электронов, увлекаемых фрагментами деления в процессе разлета. Это число определяется из условий равновесия между непрерывным захватом и потерей электронов осколками при столкновениях с атомами газа. Здесь мы впервые сталкиваемся с ситуацией, существенно отличной от той, которая имеет место в случае быстрых частиц с малым зарядом, т. е., скажем, в случае протонов или α-частиц. Действительно, в последнем случае каждый захваченный электрон будет иметь «орбитальную скорость», значительно меньшую, чем скорость самой частицы как целого, и потому вероятность захвата электрона мала по сравнению с вероятностью последующей его потери. Таким образом, эти частицы будут лишены электронов на протяжении почти всего пробега. Когда же мы имеем дело с осколками деления, значительное число электронов соответствующих нейтральных атомов обладает орбитальной скоростью, бóльшей, нежели начальная скорость осколка. Как уже отмечалось в предыдущей заметке, в таких условиях захват и потеря электронов происходят совсем иначе, чем в случае, когда электроны связаны с атомами более слабо.

Совокупность электронов, скорости которых больше, чем мгновенная скорость осколка V, мы будем в дальнейшем для краткости называть «электронной сердцевиной» (кором) осколка. Прежде всего вероятность захвата электронов на энергетические уровни, которые в нормальном состоянии относятся к кору, значительно больше, чем на более высокие энергетические уровни. Действительно, при столкновениях с атомами газа, достаточно тяжелыми для того, чтобы обладать собственным электронным кором, вероятность захвата электрона на оболочку, принадлежащую ко́ру осколка, весьма значительна при каждом отдельном соударении, при котором коры атомов взаимно проникают друг в друга. Кро́ме того, в то время как электроны, находящиеся за пределами кора, легко теряются при соударениях с электронами и ядрами атомов газа, электроны, принадлежащие кору, при этом, очевидно, не могут быть потеряны, во всяком случае тогда, когда заряд осколка превосходит заряд ядра атома газа. Таким образом, с очень хорошей точностью можно полагать, что на всей длине пробега осколок увлекает за собой электроны, составляющие его кор.

В этой связи интересно заметить, что, вероятно, даже в самом процессе деления каждый осколок вылетает вместе со своим электронным кором как целое. Несмотря на силы, действующие при разрушении делящегося тяжелого ядра, начальные скорости фрагментов оказываются

в действительности значительно меньшими, чем орбитальные скорости большей части электронов соответствующего атома. Вследствие того что влияние поступательного движения ядерных осколков на эти электроны является почти адиабатическим, при любой скорости будет устанавливаться равновесие, подобное описанному, еще до того, как осколки разойдутся на расстояния, сравнимые с размерами атома [3].

В предшествующей заметке торможение осколков рассчитывалось на основе следующей формулы (которая там не была выведена точно):

$$\frac{1}{N}\frac{dV}{dx}=\frac{4\pi e^4}{M_1 m V^3}(Z_1^{\text{эфф}})^2\sum_s \ln\left(\frac{mV^3}{2\pi\nu_s e^2 Z_1^{\text{эфф}}}\right)+ + \frac{4\pi e^4 Z_1^2 Z_2^2}{M_1 M_2 V^3}\ln\left(\frac{M_1 M_2}{M_1+M_2}\cdot\frac{V^2 a_{12}^{\text{экр}}}{Z_1 Z_2 e^2}\right), \quad (1)$$

где N — число атомов газа в единице объема, e и m — заряд и масса электрона, $Z_1 e$, $Z_2 e$ и M_1 и M_2 — заряды и массы ядер фрагмента и атомов газа соответственно, $Z_1^{\text{эфф}}$ — эффективный при соударении с электроном заряд ядра осколка и $a_{12}^{\text{экр}}$ — расстояние между ядрами, на котором электронное экранирование эффективно кладет предел взаимодействию их зарядов при близких столкновениях. Суммирование в первом члене правой части формулы (1) распространяется на различные электроны атомов газа или скорее на различные виртуальные атомные осцилляторы с частотами ν_s, взятые с соответствующими весами.

Первый член, учитывающий торможение осколка, которое происходит вследствие передачи энергии отдельным электронам атомов, соответствует прежней формуле [4] для описания торможения быстрых частиц,

---

[3] В одной из первых попыток оценить влияние захвата электронов на торможение продуктов деления ядер в процессе разлета Бек и Гавас (Compt. Rend., 1939, 208, 1643) предположили, что непосредственно после деления осколки почти полностью лишены электронов и что по мере прохождения через газ они постепенно захватывают электроны таким образом, что их заряды убывают со временем по экспоненциальному закону. Предполагая далее, что захват происходит настолько быстро, что осколки практически нейтрализуются прежде, чем их скорость уменьшится наполовину, и пренебрегая тормозящим и ионизирующим эффектом прямых ядерных столкновений, они пришли к заключению, что все ионизационные эффекты исчезнут еще задолго до полной остановки осколков. В частности, в этом они видели возможное объяснение кажущегося расхождения между данными о пробегах, основанными на измерении ионизующей способности осколков, с одной стороны, и его положения как источника радиоактивности — с другой. Однако из того, что в конце пробега в камере Вильсона становятся очень заметными отклонения траектории осколка от прямой линии, вытекает, что упомянутое расхождение скорее следует отнести за счет обычной тепловой диффузии осколков в газе за время радиоактивного распада, которое чрезвычайно велико по сравнению с интервалом, в течение которого осколок теряет всю его начальную скорость.

[4] N. Bohr. Phil. Mag., 1913, 25, 10; 1915, 30, 581 (статьи 4 и 13, т. I).

основанной на простом классическом рассмотрении. Она отличается от полученной Бете[5] в рамках борновского приближения квантовомеханической формулы множителем

$$\varkappa = hV/4\pi E_1 E_2 \qquad (2)$$

в аргументе логарифма. Здесь h — постоянная Планка, а E_1 и E_2 — заряды рассматриваемых частиц, т. е. в нашем случае $E_1 = Z_1^{\text{эфф}} e$ и $E_2 = e$. Причина, по которой в нашем случае используется классическая формула, а не формула Бете, состоит в том, что, как будет показано ниже, величина $\varkappa$ мала по сравнению с единицей на всем участке тормозного пути, где электронные взаимодействия являются существенным фактором торможения. Действительно, применительно к столкновению двух заряженных частиц простое квантовомеханическое рассмотрение является строгим только при $\varkappa \gg 1$. Когда же $\varkappa \ll 1$, хорошим приближением, несомненно, является классическая картина[6].

Второй член в формуле (1) учитывает торможение, возникающее в результате прямой передачи импульса от осколка атомам газа при близком ядерном столкновении. Так как немногие из таких столкновений приводят к возникновению ответвлений от трека осколка, основной вклад в торможение в конце пробега обусловлен многочисленными столкновениями, каждое из которых недостаточно эффективно для создания наблюдаемого ответвления и влияет только на ионизацию вдоль трека частицы. В этом случае величина $\varkappa$ весьма мала ($\sim 10^{-3}$) и, следовательно, реализуются условия, в которых классическое описание применимо с очень высокой степенью точности. В противоположность случаю электронных столкновений, когда предельная величина передаваемой энергии обусловлена динамическими свойствами атомных осцилляторов (на что указывает зависимость аргумента логарифма от ν_s), предел, определяемый параметром $a_{12}^{\text{экр}}$, накладывает экранирование зарядов ядер сталкивающихся атомов статическим распределением заряда связанных электронов.

Приведенная в предыдущей заметке формула, описывающая скорость торможения осколков, была получена из соотношения (1) путем подстановки в него грубых оценок

$$Z_1^{\text{эфф}} = V/V_0 \quad \text{и} \quad a_{12}^{\text{экр}} = a_0\left(\frac{1}{Z_1} + \frac{1}{Z_2}\right), \qquad (3)$$

где использованы обычные обозначения

$$a_0 = h^2/4\pi^2 m e^2 \quad \text{и} \quad V_0 = 2\pi e^2/h \qquad (4)$$

[5] H. A. Béthe. Ann. d. Physik, 1930, 5, 325.

[6] Ср.: F. Bloch. Ann. d. Physik, 1933, 16, 285; E. J. Williams. Sci. Progress, 1936, 121. Более подробное обсуждение см. в работе, цитируемой в примечании 11.

для радиуса электронной орбиты атома водорода и скорости электрона на ней. Однако более детальное рассмотрение распределения электронов в тяжелых атомах, основанное на результатах, которые были получены статистическим методом Томаса — Ферми, приводит к более точным оценкам

$$Z_1^{\text{эфф}} = Z_1^{1/3} V/V_0 \quad \text{и} \quad a_{12}^{\text{экр}} = a_0 (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{-1/2}. \tag{5}$$

Первое из равенств (5) определяет результирующий заряд осколка деления вместе с электронным кором при скоростях, не очень близких к V_0; второе выражение определяет эффективный радиус экранирования в ядерных столкновениях, который практически не зависит от скорости осколка во всем рассматриваемом интервале.

Подставляя значение $Z_1^{\text{эфф}}$ из (5) в формулу (2), получаем

$$\varkappa = {}^1/_2 Z_1^{1/3}, \tag{6}$$

откуда видно, что значение $\varkappa$ достаточно мало по сравнению с единицей, так как для осколков деления величина $Z_1^{1/3}$ лежит в интервале от 3 до 4. Таким образом, оправдывается использование классической механики при выводе формулы (1). Для сравнения в дальнейшем с торможением α-частиц интересно заметить, что это значение $\varkappa$ оказывается даже значительно меньше значений $\varkappa^{-1}$ для протонов и α-частиц в том же интервале скоростей. Относительно оправданности использования первого члена в формуле (1) для описания торможения осколков деления в результате столкновений с электронами можно заметить следующее. Линейные размеры кора осколка, радиус которого приближенно выражается формулой

$$r_c = a_0 Z_1^{1/3} \; V_0/V, \tag{7}$$

разумеется, имеют как раз тот же порядок величины, что и минимальное расстояние, на которое в соответствии с классической механикой электрон, имеющий скорость V, может подойти к частице с зарядом $Z_1^{\text{эфф}}$.

Как уже отмечалось в предыдущей заметке, формула (1) предсказывает, что скорость торможения почти не зависит от скорости осколка в начальной части пробега в соответствии с почти постоянным наклоном экспериментальной кривой скорость — пробег в этой области. Этот результат вытекает из линейной зависимости величины $Z_1^{\text{эфф}}$ от V, а также из того, что в рассматриваемом сейчас интервале скоростей сумма логарифмов в первом члене формулы (1) примерно пропорциональна V. При оценке абсолютной величины этой суммы путем сравнения с экспериментальными данными о торможении α-частиц такой же скорости необходимо иметь в виду, что в последнем случае в аргументе логарифма

в формуле (1) присутствует множитель $\varkappa$, поскольку к таким легким частицам следует применять формулу Бете; это приводит к значительной поправке. Оценка, основанная на предположении о статистическом распределении осцилляторов по частотам ν_s в тяжелых атомах, приводит к результату, что значение суммы логарифмов, как и в случае α-частиц, почти пропорционально $Z_2^{1/2}$, но его численное значение составляет лишь около $^3/_5$ от значения для α-частиц, имеющих ту же скорость.

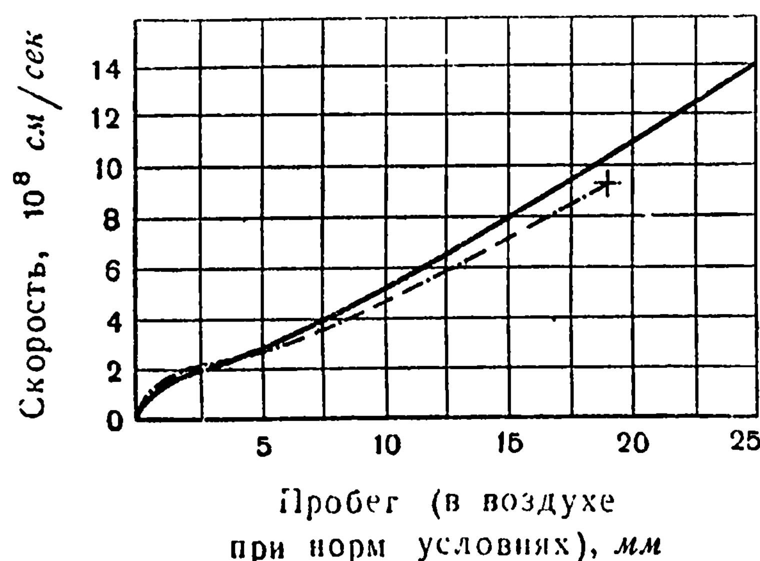


Рис. 1. Эмпирические кривые скорость — пробег в аргоне (*штрих-пунктирная кривая* — для тяжелого осколка, *сплошная кривая* — для легкого)

Поскольку сумма логарифмов очень нечувствительна к малым изменениям величины Z_1, скорость торможения осколков деления с различными зарядом и массой должна быть в начале пробега пропорциональной $Z_1^{2/3}/M_1$. Поэтому в согласии с эмпирическими кривыми зависимости скорость — пробег в аргоне, приведенными на рис. 1 [7, 8], мы можем ожидать немного большего наклона кривой для более легкого из двух основных групп осколков деления с отношением масс и зарядов порядка 2 : 3, чем для более тяжелого. Кроме того, как видно из рис. 1, путем линейной экстраполяции начального наклона кривой к нулевой скорости получается хорошая оценка действительной полной длины пробега. Опираясь на этот факт при вычислении длины пробега и используя для α-частиц известную формулу Гейгера, находим из первого члена (1) отношение между пробегом R_F осколков деления и пробегом R_α α-частиц с той же начальной скоростью

$$R_F/R_\alpha = 5\,(M_1/Z_1^{2/3})\,(V_0/V_1)^2; \qquad (8)$$

здесь при определении численного коэффициента учтена упоминавшаяся выше разница между значениями сумм логарифмов в двух рассматривае-

[7] N. Bohr, K. J. Brostrøm, J. K. Bøggild, T. Lauritsen. Phys. Rev., 1940, 58, 839 (Статья 64).

[8] J. K. Bøggild, K. J. Brostrøm, T. Lauritsen. Kgl. Danske Vid. Sels. Math.-Fys. Medd. (Math.-Phys. Comm., Acad. Sci. Copenhagen), 1940, 18, 4. (См. примечание 11. — *Ред.*)

мых случаях. Соотношение (8) действительно оказывается в хорошем согласии с экспериментальными данными.

Это общее согласие можно рассматривать как чувствительный тест для оценки эффективного заряда быстрого осколка при столкновениях с электронами. Однако в этой связи необходимо отметить, что было бы неоправданно использовать аргументы такого рода для отождествления величины $Z_1^{эфф}$ с полным зарядом осколка при рассматриваемых скоростях. Действительно, более детальное рассмотрение показывает, что если у осколка имеются связанные электроны помимо кора, то уменьшение тормозящего и ионизующего действия будет существенно меньше того, которое соответствовало бы уменьшению полного заряда. Поэтому весьма интересно, что выполненное Перфиловым[9] прямое измерение заряда осколка по отклонению в магнитном поле осколков деления, выбитых в вакуум из тонких слоев U_3O_8, дает значение около 20 *e*. Это значение в действительности хорошо согласуется с формулой (5) для $Z_1^{эфф}$ в начале пробега, когда скорость V порядка V_0.

Переходя к той части пробега, где скорость осколков близка к V_0 и где эмпирическая кривая скорость — пробег имеет почти платообразный характер, необходимо учитывать ряд обстоятельств, относящихся к применимости формулы (1). Во-первых, как уже отмечалось выше, оценка (5) величины заряда осколка справедлива только для скоростей V, значительно превышающих V_0. Когда же скорости меньше, заряд в действительности убывает быстрее и при скоростях, близких к V_0, стремится к единице, поскольку очень слабо связанные электроны в тяжелых атомных удерживаются почти так же, как электрон в атоме водорода. Далее, основные предположения, положенные в основу вывода формулы (1) и состоящие в том, что скорость поступательного движения частицы существенно больше орбитальных скоростей атомных электронов и что размер частицы мал по сравнению с размерами атомных орбит, уже перестают выполняться, когда величина скорости V приближается к V_0. По этим причинам скорость торможения в рассматриваемой области должна быть значительно меньше того почти постоянного значения, которое наблюдается при бо́льших скоростях частиц. Это находится в согласии с постепенным уменьшением наклона кривой скорость—пробег.

Как раз в той части пробега, где скорость частицы порядка V_0, тормозящее действие ядерных соударений, которое в начальной части пробега играло очень незначительную роль по сравнению с эффектом электронных взаимодействий, постепенно становится, как было показано в предыдущей заметке, преобладающим и приводит к крутому наклону кривой скорость — пробег в самом конце пробега. Действительно, такой

---

[9] Н. А. Перфилов. ДАН СССР, 1940, 28, 5.

характер кривой соответствует очень быстрому возрастанию с уменьшением скорости множителя, стоящего перед логарифмом во втором члене формулы (1). Поскольку при $V=V_0$ аргумент логарифма в этом члене все еще велик по сравнению с единицей (порядка 15), выражение для тормозящего действия ядерных столкновений остается справедливым при много меньших скоростях, чем первый член в формуле (1); это выражение приближенно выполняется вплоть до скоростей, много меньших V_0. В то время как логарифм очень нечувствителен к малым изменениям величины $a_{12}^{\text{экр}}$ и его значение почти одинаково для тяжелой и для легкой группы осколков, множитель перед логарифмом для тяжелых осколков существенно больше. Это приводит к тому, что и наклон кривой скорость — пробег в конце пробега должен быть больше для этой группы в согласии с экспериментальными данными.

Ход эмпирической кривой зависимости скорости от пробега вблизи его конца находится также в хорошем количественном согласии со вторым членом формулы (1). Действительно, если сравнить длину пробега R_0 осколка, имеющего начальную скорость V_0, полученную из формулы (1) в предположении, что первый член в (1) вообще отсутствует, с найденной из этого члена описанным выше образом полной длиной пробега осколка R_F с начальной скоростью V_i, то приходим к соотношению

$$R_0/R_F = k\,(M_2/m)Z_1^{-4/3}\,Z_2^{-3/2}\,(V_0/V_i), \tag{9}$$

где k — константа, зависящая от логарифмов в обоих членах формулы (1) и равная примерно 0,07. Полагая $V_i = 5V_0$, мы получаем из соотношения (9) для аргона $R_0 = R_F/10$, что очень хорошо согласуется с ходом кривых на рис. 1.

Как отмечалось выше, отношение полных пробегов осколков деления и α-частиц практически одинаково для тяжелых и легких газов. Однако, как видно из соотношения (9), мы можем ожидать, что отношение длины последней части пробега (где торможение целиком обусловлено столкновениями с ядрами) к полной его длине должно быть обратно пропорционально величине $Z_2^{1/2}$ (за исключением водорода, для которого отношение M/Z_2 слишком мало). Этот вывод подтверждается также недавними экспериментами по измерению пробега осколков деления в гелии[10], которые показали, что длина его, выраженная в длинах пробега α-частиц, примерно на 20% больше, чем соответствующий пробег в аргоне. Это различие можно объяснить, если считать, что отношение R_0/R_F в гелии в три раза больше, чем в аргоне, соответственно обратному отношению квадратных корней из зарядов этих ядер.

[10] J. K. Bøggild, K. J. Brostrøm, T. Lauritsen. Phys. Rev., 1941, 59, 275.

В измерениях пробегов осколков деления обнаружен весьма значительный разброс, который, как уже отмечалось в предыдущей заметке, следует отнести за счет последней части пробега. Действительно, в начальной части пробега, где торможение обусловлено столкновениями с электронами, мы должны, как и в случае α-частиц, ожидать очень незначительного разброса, однако в конце пути, где торможение обязано соударениям с много более тяжелыми частицами, разброс будет намного больше. Следуя вычислениям, которые были первоначально проведены для оценки разброса α-частиц[11], можно ожидать для разброса, обусловленного ядерными столкновениями, что пробеги будут иметь статистическое распределение согласно формуле

$$W(R) = \frac{1}{(2\pi)^{1/2}\,\xi R_0} \exp\left[-\frac{(R-R_0)^2}{2\xi^2 R_0^2}\right], \qquad (10)$$

где $W(R)\,dR$ — вероятность того, что пробег лежит в интервале между R и $R+dR$, величина R_0 — среднее значение пробега и ξ — численная константа, приближенно определяемая выражением

$$\xi^2 = 3M_1M_2/4\,(M_1+M_2)^2. \qquad (11)$$

Для гелия и аргона формула (11) дает значения ξ, равные соответственно 0,16 и 0,37. Хотя относительный разброс в аргоне более чем в два раза превышает разброс в гелии, его абсолютная величина в них почти одинакова, так как значение R_0 наиболее чувствительной последней части пробега в гелии должно быть примерно в три раза больше, чем в аргоне. Согласно приведенным оценкам доли той части пробега, где преобладающую роль играет торможение за счет ядерных столкновений, можно ожидать, что для обоих газов величина $R_0\xi$ будет порядка 5% от полного пробега; это хорошо согласуется с экспериментом, в котором обнаружен как для аргона, так и для гелия, разброс как раз такого порядка[8, 10].

Изложенные здесь соображения обсуждаются значительно более детально в статье, которая должна вскоре быть напечатана в «Communications of the Copenhagen Academy of Science»[11]. Особенно подробно в ней рассматриваются вопросы применимости простых механических соображений для описания торможения и рассеяния тяжелых атомных частиц с большим зарядом, а также вопросы ионизации и захвата электронов этими частицами.

[11] N. Bohr. Kgl. Danske Vid. Sels. Math.-Fys. Medd. (Mat.-Phys. Comm., Acad. Sci. Copenhagen) 18, 8, 144. (Указанный том вышел лишь в 1948 г. Эта статья не вошла в настоящее издание. — *Прим. ред.*)

Добавление при корректуре. После того как данная статья была отправлена из Копенгагена, мы получили выпуск «The Physcical Review» от 15 октября 1940 г., в котором напечатана статья В. Лэмба о прохождении осколков деления урана через вещество. В основных чертах она перекликается с изложенными здесь соображениями, и в ней получены аналогичные результаты. Однако в ряде пунктов имеются расхождения, которые мы прокомментируем в цитированной выше более подробной статье[11]; тем же будут обсуждены результаты ряда самых последних экспериментальных работ.

Институт теоретической физики
Копенгагенского университета

Поступила 28 ноября 1940 г.

МЕХАНИЗМ ДЕЛЕНИЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ДЕЙТРОНОВ *

Как известно, при рассмотрении ядерных реакций, которые вызываются столкновениями ядер с дейтронами, необходимо принимать во внимание процессы двух типов. В процессах первого типа (процесс I) промежуточное состояние образуется путем захвата ядром всего дейтрона; в процессах же второго типа (процесс II) в ходе столкновения происходит расщепление дейтрона, в результате которого в составное ядро включается только нейтрон, а протон остается свободным. Как впервые было отмечено Оппенгеймером и Филлипсом[1], а позднее более подробно рассмотрено Бете[2], при определенных обстоятельствах сечение образования составной системы в процессе II может быть заметно больше, нежели в процессе I. Тем не менее в обычных ядерных реакциях пока еще трудно установить четкое различие между двумя упомянутыми типами процессов. В этой связи интересно отметить, что изучение процессов деления тяжелых ядер под действием дейтронов открывает для этого новые возможности.

Процессы деления не только легко отличить от всех других возможных ядерных реакций, но для них характерно, в частности, еще и то, что необходимая для деления критическая энергия возбуждения различна для различных ядер. Именно в отношении возбуждения составного ядра процессы I и II ссущественно отличаются друг от друга. В то время как возбуждение, возникающее в процессах первого типа, намного превышает энергию связи нейтрона для всех рассматриваемых сейчас ядер, в процессах второго типа оно в среднем меньше этой энергии. Поскольку у наиболее распространенного изотопа урана, так же как и у тория, критическая энергия деления больше, чем энергия связи нейтрона, был сделан вывод[3], что деление урана и тория может играть заметную роль

---

* *Mechanism of Deutron-Induced Fission.* Phys. Rev., 1941, **59**, 1042.

[1] J. R. Oppenheimer, M. Phillips. Phys. Rev., 1935, **48**, 500.

[2] H. A. Béthe. Phys. Rev., 1938, **53**, 39.

[3] N. Bohr, J. A. Wheeler. Phys. Rev., 1939, **56**, 449 (статья 61).

только в процессах первого типа. Даже если в некоторых интервалах энергии дейтронов процессы типа II и являются более вероятными, они почти всегда должны приводить просто к захвату нейтрона с последующим образованием радиоактивных изотопов урана и тория с известными периодами полураспада.

Одна из возможностей проверки приведенных выше аргументов состоит в сравнении выходов деления урана и тория. Это возможно благодаря тому, что вероятность деления составного ядра в процессе I может быть оценена хорошей степенью точности. Действительно, энергия возбуждения в процессе I не только достаточна для того, чтобы деление могло успешно конкурировать с нейтронной радиоактивностью, но даже и после испускания нейтрона возбуждение ядра все еще достаточно велико для того, чтобы последующее деление было весьма вероятно. Оценки показали[4], что полная вероятность деления составного ядра в процессе таких последовательных превращений близка к единице для урана и к 0,8 для тория. Эти предсказания, по-видимому, подтверждаются экспериментами Якобсена и Лассена[5], согласно которым при энергии дейтронов, равной 9 *Мэв*, отношение сечений деления урана и тория оказывается приблизительно равным 0,7.

Однако в ходе последующего обсуждения этих экспериментов[6] выяснилось, что вследствие меньшего заряда ядра следует ожидать, что для тория сечение образования составной системы в процессах типа I должно быть на 25% больше, чем для урана. Следовательно, если бы весь эффект деления в обоих случаях был полностью обусловлен процессами этого типа, то, согласно теоретической оценке, отношение сечений деления тория и урана было бы около 1,0 вместо 0,8. Разница между этим значением и экспериментальным значением, равным 0,7, слишком велика, чтобы ее можно было объяснить, если не предположить, что, по крайней мере в случае урана, заметная доля всего эффекта обусловлена процессами типа II. В пользу этого вывода говорит также более детальное сравнение сечений деления тория и урана при меньших энергиях дейтронов. Так, в экспериментах Якобсена и Лассена сечение деления дейтронами с энергией порядка 8 *Мэв* для урана относительно больше, чем для тория, как и следовало ожидать, если в случае урана эффект частично приходится на долю более низких энергий.

Относительно бо́льший вклад процессов типа II в сечение деления урана, чем в сечение деления тория, можно объяснить тем, что критическая энергия деления составного ядра для тория почти на 2 *Мэв* больше

---

[4] N. Bohr. Phys. Rev., 1940, 58, 864 (статья 65).
[5] J. C. Jacobsen, N. O. Lassen. Phys. Rev., 1940, 58, 867.
[6] J. C. Jacobsen, N. O. Lassen. Det. Kgl. Danske Vidensk. Selsk. Math.-Fys. Medd. (Math.-Phys. Comm., Acad. Sci. Copenhagen), 1941.

энергии связи нейтрона, в то время как для наиболее распространенного изотопа урана (U^{238}) эта разница меньше 1 *Мэв*. Кроме того, возможно, что в рассматриваемой области энергий, где сечение деления составляет всего лишь менее 1% от полного геометрического сечения ядра, вклад, обусловленный редким легким изотопом урана (U^{235}), не является пренебрежимо малым. Так как для этого изотопа критическая энергия деления составного ядра в процессе II почти на 1 *Мэв* меньше энергии связи нейтрона, возможно, что при малых возбуждениях вероятность деления для него намного больше, чем для тяжелого изотопа.

Для выяснения различных возникающих в этой связи вопросов было бы очень желательно, чтобы были проведены эксперименты по делению под действием дейтронов более высоких энергий и особенно чтобы подобные эксперименты проводились с разделенными изотопами урана и с протактинием, для которого критическая энергия деления составного ядра почти равна энергии связи нейтрона[7].

Институт теоретической физики
Копенгагенского университета

Поступила 8 мая 1941 г.

[7] N. Bohr, A. I. Wheeler. Phys. Rev., 1939, 56, 1065 (статья 62).

1945 *68*

ВЫЗОВ ЦИВИЛИЗАЦИИ *

Успехи физической науки, сделавшие возможным освобождение огромных количеств энергии за счет расщепления атома, положили начало подлинной революции в ресурсах человечества и поставили человечество перед лицом исключительно серьезного вызова. Возросшее господство человека над силами природы, которое открывает еще более богатые возможности для дальнейшего развития культуры, таит в себе в то же время угрозу нарушения равновесия, жизненно необходимого для процветания организованных сообществ, если само человеческое общество не сможет приспособиться к этой острой ситуации. Исключительное техническое развитие последнего столетия уже оказало глубокое влияние на социальную структуру каждой страны, но, очевидно, мы достигли сейчас такой ступени развития, которая требует нового подхода к проблеме международных отношений в целом.

Устрашающие средства разрушения, которые оказались во власти человека, очевидно, будут представлять смертельную угрозу цивилизации, если только с течением времени не будет достигнуто общее соглашение о соответствующих мерах предотвращения любого неоправданного использования нового источника энергии. Соответствующее соглашение потребует, конечно, упразднения барьеров, которые до настоящего времени считались необходимыми для поддержания национальных интересов, но ныне преграждают путь к достижению общей безопасности перед лицом беспрецедентной угрозы. В самом деле, только международный контроль любого шага, который мог бы представлять угрозу для безопасности всего мира, позволит в будущем любой нации бороться за процветание и культурное развитие без постоянного страха перед катастрофой.

С каким бы отказом по отношению к привычным прерогативам ни было сопряжено подобное урегулирование, следует ясно понимать, что в данном случае мы имеем дело с вопросом, связанным с глубочайшей за-

* *A Challenge to Civilization.* Science, 1945, **102**, 363, 364.

интересованностью всех наций, хотя это и противоречит другим представлениям, согласно которым история и традиции воспитывают у них различные взгляды. Более того, свободный и открытый доступ к информации обо всех аспектах научного и технического прогресса, который должен быть основным условием эффективности контроля, сам по себе повлечет далеко идущие шаги к познанию и взаимному пониманию культурных аспектов жизни различных стран, т. е. того, без чего едва ли возможно сохранить отношения уважения и доброй воли между нациями.

При всех этих обстоятельствах представляется, что возможность производства оружия массового уничтожения, против которого нельзя защищаться, не должна более рассматриваться просто как новая дополнительная опасность, которая угрожает нашему и без того находящемуся под угрозой миру. Скорее эта возможность является впечатляющим напоминанием того, как тесно связаны друг с другом судьбы всех людей. В самом деле, кризис, перед лицом которого сейчас стоит цивилизация, должен был бы представить уникальную возможность устранить препятствия, имеющиеся на пути к мирному сосуществованию между нациями, и повлечь за собой такое взаимное доверие, которое позволило бы им совместными усилиями реализовать огромные возможности, относящиеся к человеческому благосостоянию и вытекающие из прогресса науки.

Достижение этой цели, которая накладывает на наше поколение серьезнейшую ответственность перед будущим, конечно, зависит от позиции всех людей мира. Однако значительная помощь может быть оказана при этом учеными во всем мире. Она заключается в том, что ученые должны дать объективную картину того положения, в которое поставлен мир, и указать, каким образом огромное развитие энергетических ресурсов может способствовать прогрессу человечества. При таком широком подходе, охватывающем и международные проблемы, также были бы полезными более тесные контакты между учеными, которые можно было бы организовать в рамках международного сотрудничества. Подобное сотрудничество принесло в свое время плодотворные результаты в области научных исследований и привело к столь далеко идущим последствиям.

Для того чтобы должным образом встретить этот вызов цивилизации, самым лучшим было бы, если бы мы занимались чисто научными исследованиями, не имеющими никакой иной цели, кроме как расширение границ нашего понимания природы, частью которой являемся мы сами. Будем надеяться, что наука, которая веками оставалась символом прогресса, достигаемого объединенными усилиями людей, сможет внести решающий вклад в гармоническое развитие отношений между всеми народами, демонстрируя своим развитием настоятельную необходимость взаимного понимания между ними.

69

ИДЕИ НЬЮТОНА И СОВРЕМЕННАЯ АТОМНАЯ ФИЗИКА *

Каждый из участников чувствует себя чрезвычайно польщенным, получив, благодаря приглашению Королевского общества, возможность участвовать в праздновании трехсотлетнего юбилея со дня рождения величайшего гения, которому все мы так обязаны за те основы, на которых базировалось все дальнейшее развитие науки. С благоговением взирая на фундаментальные открытия Ньютона, мы даже не знаем, чем восхищаться в первую очередь: его ли провидением в вопросе об универсальном гравитационном притяжении тел или же умением раскрывать суть природных явлений, которое привело его к основополагающим открытиям в оптике, или, быть может, сверх всего этого удивительной способностью Ньютона подмечать и формулировать общие принципы и созданием эффектного для приложений математического аппарата. Возможно, было бы правильным сказать, что Ньютон не только привел в порядок всю совокупность известных в то время данных, но и приписать его гению изумительную способность предвидеть последующие открытия и дальнейшее развитие науки.

Сформулированные Ньютоном принципы механики, которые являются образцом для любого причинного описания явлений природы, в действительности послужили основой всего последующего развития физики как науки и, как известно, использовались философами в качестве основного источника, питавшего их попытки установить окончательные категории человеческого мышления. Сейчас я попытаюсь обсудить, какую роль именно в этом отношении сыграл пересмотр основ непосредственных приложений даже самых элементарных наших концепций, таких, как пространственно-временные соотношения и причинность, на которые опирается современная физика. Прежде всего я попытаюсь показать, как с этих новых позиций мы можем, по-видимому, яснее, чем когда-либо, оценить ту мудрость и осмотрительность, которые проявлял Ньютон

* *Newton's Principles and Modern Atomic Mechanics.* The Royal Society Newton Tercentenary Celebrations, Cambridge, 1946, p. 56—61.

в своих неустанных попытках найти равновесие между анализом и синтезом. Для этой цели я вкратце напомню ряд основных фактов, характеризующих развитие физики в посленьютоновский период.

Одним из главных в ряду фундаментальных достижений было, несомненно, создание в прошлом веке теории электромагнетизма. Разумеется, представление об отсутствии связи между электрическими и магнитными явлениями относится к далекому прошлому; однако более глубоко взаимосвязь между ними стала понятна только после открытия Эрстеда и прежде всего после удивительных работ Майкла Фарадея, результаты которых он впервые обсуждал в том самом зале, где мы сегодня собрались. Его фундаментальные открытия и оригинальные идеи послужили вскоре основой универсальной теории, созданной Клерком Максвеллом, в котором весь мир признает достойного продолжателя великого дела Ньютона. В начале своей работы Максвелл основывался непосредственно на положениях ньютоновской механики. Однако, когда его предсказания, относящиеся к распространению электромагнитного излучения, так убедительно подтвердились исследованиями и открытиями Герца и, по мере того как постепенно выяснялась внутренняя самосогласованность электромагнитной теории, естественно возник вопрос о возможности формулировки всех положений механики на основе принципов электромагнетизма.

Каким бы ни был окончательный ответ на вопросы такого рода, которые остаются нерешенными и по сей день и которые неотделимы от самых фундаментальных проблем строения материи, открытие конечной скорости распространения любых взаимодействий, завершившееся созданием теории относительности, знаменовало собой значительное прояснение основ физики и усовершенствование методов описания физических явлений. Эйнштейну мы обязаны не только ясным пониманием относительного смысла понятия одновременности и взаимосвязи между временно́й и пространственными координатами. Благодаря его концепции о связи между пространственно-временны́м описанием с гравитацией вся наша картина мира приобрела бо́льшую степень единства и гармонии, нежели когда-либо ранее. Трудно переоценить значение теории относительности для выявления прежде неизвестных закономерностей и тот новый импульс, который она придала философии, подчеркнув, насколько сильно зависят результаты наблюдений от выбора позиции наблюдателей. В этой связи уместно также напомнить — и это постоянно подчеркивал сам Эйнштейн, — сколь многим современное развитие физики обязано проницательному ньютоновскому анализу тех парадоксов, которые возникают в рамках концепции абсолютного времени и пространства, послужившей Эйнштейну основой для таких всеобъемлющих обобщений.

Что же касается естествознания, то здесь в наши дни открылись совершенно новые перспективы благодаря более глубокому проникновению

в сущность атомистической интерпретации физических явлений. Как и надеялся Ньютон, сформулированные им фундаментальные принципы нашли тут обширное поле приложений. Во-первых, механическая теория теплоты оказалась адекватной для объяснения общих законов термодинамики. Она опирается, с одной стороны, непосредственно на закон сохранения энергии, а с другой — на вероятностную интерпретацию понятия энергии. В связи с последним нужно подчеркнуть, что при статистическом рассмотрении тепловых явлений речь идет не о принципиальном отказе от причинного описания движения каждого атома, а просто об использовании адекватных математических методов с целью применения положений механики к описанию поведения большого числа частиц. Даже когда речь идет о выяснении структуры отдельных атомов, что стало возможным благодаря непостижимому прогрессу экспериментальной техники, то и здесь сформулированные Ньютоном принципы служат путеводной звездой при интерпретации новых результатов. Так, опираясь на эти принципы, Дж. Дж. Томсон пришел к пониманию того, что электрон является универсальной компонентой материи, а Резерфорд — к открытию атомных ядер, которое в столь значительной степени способствовало развитию наших представлений об атомной структуре вещества. Немного найдется примеров, когда бы открытие в большей степени, нежели это последнее, способствовало углублению и расширению наших познаний и привело к неожиданной и грандиозной революции, раздвинувшей границы человеческих возможностей.

Однако не менее существенным для этого прогресса было выяснение фундаментальных атомистических особенностей законов природы, которое вышло далеко за рамки древней доктрины о небеспредельной дробимости материи. Действительно, открытие Планком квантовых процессов, основанное на глубоком анализе общих законов теплового излучения, без сомнения, знаменовало собой начало новой эры в науке; оно показало, что все основные положения механики и электродинамики представляют собой идеализацию, применимость которой оправдана только тогда, когда мы имеем дело с процессами, в которых действие велико по сравнению с величиной универсального кванта.

В то время как во всех явлениях, доступных изучению во времена Ньютона и еще очень долго впоследствии, это условие заведомо всегда выполнялось, теперь, при изучении атомных явлений, черты индивидуальности выступают вполне отчетливо, что исключает возможность какого-либо описания на языке классической механики и электромагнетизма. В частности, этих положений совершенно недостаточно для объяснения стабильности атомов, которой определяются специфические физические и химические свойства элементов и которая весьма существенна для самого существования твердых тел, являющихся нашими непременными орудиями во всех физических измерениях.

Если принять во внимание тот факт, что даже та информация о свойствах атомных частиц, которой мы располагаем (скажем, их масса и электрический заряд), получена на основе измерений, интерпретируемых в соответствии с классической механикой, то мы стоим перед лицом необходимости развить метод описания, в рамках которого учитывается существование квантов, но который в то же время представляет собой обобщение ньютоновской механики, где подобная интерпретация измерений однозначно вытекает из общих принципов. С самого начала было очевидно, что в новой теории придется внести изменения в формулировку принципа причинного описания явлений. Действительно, из самóй постановки вопроса вытекало, что можно говорить только об относительных вероятностях реализации различных конкретных квантовых процессов, которые могут иметь место при заданных условиях.

При первых попытках подойти к решению этой проблемы пытались максимально сохранить принципы классической механики до тех пор, пока они не приходили в прямое противоречие с наиболее яркими квантовыми эффектами. На этом пути удалось внести известную ясность в значительное число физических наблюдений и, в частности, дать предварительное описание связи электронов в атомах, способное объяснить замечательную и известную из химии взаимосвязь между свойствами элементов. Однако вскоре стало очевидным, что всестороннего объяснения атомных явлений можно достичь только путем последовательного и более гармоничного обобщения положений классической физики, которое подобно ньютоновским работам должно сопровождаться решительным пересмотром основ всей механики.

Решающий прогресс в этом направлении был достигнут благодаря направленным усилиям ряда выдающихся физиков нашего времени, причем некоторые из числа тех, которые выдвинули наиболее смелые и глубокие идеи, сделали это, будучи такими же молодыми, как и Ньютон, когда он сформулировал свои фундаментальные принципы. Как теперь хорошо известно, метод, которым было достигнуто желаемое обобщение ньютоновской механики, состоит в интерпретации кинематических и динамических переменных классических уравнений движения как линейных операторов и связывании постоянной Планка исключительно с некоммутативностью произведений двух любых сопряженных переменных. Прямым следствием этого формализма явилась невозможность прежней простой интерпретации сразу обеих сопряженных переменных при описании физических явлений. Вместо этого устанавливалась взаимосвязь между степенями их определенности, которая нашла свое количественное выражение в принципе неопределенности Гейзенберга. Теории Ньютона и Максвелла являются двумя альтернативными аспектами всей этой схемы, известной в целом как квантовая механика, и связаны в ней с подкупающей последовательностью и простотой. Квантовая механика

позволила нам разобраться в огромном количестве экспериментальных фактов аналогично тому, как ранее это достигалось с помощью теорий классической физики.

Решительный отказ от привычных представлений при трактовке физических явлений и, в частности, коренной пересмотр концепции причинного описания и даже отказ от отчетливой образности в пространстве и времени естественно породили сомнения в том, удовлетворяет ли квантовая механика всем требованиям, предъявляемым к теории, претендующей на полное описание. Однако нужно иметь в виду, что, коль скоро речь идет об определенных квантовых эффектах, мы сталкиваемся в атомной физике с совершенно новой ситуацией, когда принципиально невозможно провести четкое разграничение между внутренними свойствами объектов и их взаимодействием с измерительными приборами, которые необходимо использовать для самого обнаружения этих свойств. Разумеется, мы говорим здесь не о каком-то произвольном отказе от фундаментального ньютоновского положения о равенстве сил действия и противодействия, а только о невозможности точного учета реакции объекта на воздействие измерительного прибора в условиях, когда для этой цели используются такие же самые объекты.

В самом деле, очень трудно согласиться с тем, что под экспериментом понимается просто некоторая ситуация, при которой мы можем непосредственно найти условия, необходимые для повторяемости изучаемого явления. Таким образом, при рассмотрении этих условий не возникает вопроса об отступлении от ньютоновского метода описания системы и, в частности, уместно подчеркнуть, что под часами, которые наряду с масштабами используются для пространственно-временнóго описания, понимается просто некоторое устройство, работа которого полностью описывается в рамках классической механики без учета каких бы то ни было квантовых эффектов.

При подобных обстоятельствах первостепенное значение приобретают вопросы терминологии, точно так же как было и в случае основополагающих работ Ньютона. По существу все недоразумения возникают вследствие использования выражений типа «возмущение явлений посредством их наблюдения» — фразы одинаково непримиримой с любым недвусмысленным значением самих слов «наблюдение» и «явление». Действительно, при любой трактовке понятия «доказательство» под словом «явление» следует просто подразумевать полное описание как экспериментального устройства, так и наблюдаемых результатов. Это отнюдь не противоречит статистической природе результатов измерений, на которую только и претендует квантовая механика.

Известный парадокс, относящийся к кажущейся несовместимости свойств объекта, наблюдаемого при различных экспериментальных условиях, находит в рамках этого подхода свое объяснение во взаимоисклю-

чаемости необходимого для этих наблюдений экспериментального оборудования, и, в частности, весь произвол в интерпретации квантовой механики сводится к нашему праву выбирать для наблюдений те или иные приборы, примером чему может служить то, с какой широтой и изобретательностью делал это сам Ньютон. Хотя изучаемые в квантовой физике явления уже не могут быть связаны обычным образом, можно сказать, что они являются дополнительными друг к другу в том смысле, что только вся их совокупность исчерпывает свойства, присущие объекту, который допускает недвусмысленное определение. По существу концепция дополнительности представляет собой разумное обобщение самой идеи причинности.

Причина столь пристального внимания к этому вопросу состоит в том, что здесь мы получаем всеобщий урок подхода к интерпретации явлений, значение которого подобно ньютоновской механике выходит далеко за пределы самой физики. Глубокую аналогию с тем, что происходит в атомной физике, можно проследить особенно рельефно на примере одной проблемы наблюдения, с которой мы сталкиваемся в психологии. Так, при самоанализе всегда возникает вопрос о разграничении между разумным анализом и тем фоном, на котором он происходит. Это сходно с необходимостью различать при атомных исследованиях изучаемые объекты и приборы измерения. Говоря более конкретно, взаимоотношение между понятиями «мысли» и «эмоции» полностью аналогично дополнительному смыслу кинематических и динамических переменных в квантовой механике. В частности, степень произвола может быть переведена на наш язык просто как выражение именно того факта, что те ситуации, в которых можно говорить о свободе воли, и те, в которых разумно предпринять какой бы то ни было логический анализ психического состояния, являются взаимоисключающими.

Здесь мы особенно остро сталкиваемся с проблемой нашего собственного места в природе, к которой было приковано такое пристальное внимание Ньютона в последние годы его жизни. В этой связи прежде всего необходимо подчеркнуть, что говорить о позиции ученого в таких выражениях, как рационализм и мистицизм, весьма двусмысленно. Действительно, в беспримерной борьбе за гармонию формы и содержания нам всегда придется сталкиваться с изменяющимися границами тех областей познания, в которых удалось до какой-то степени разобраться. В этом отношении, конечно, чрезвычайно интересно, что анализ и синтез в атомной теории, которая в известной степени имеет дело с простейшими объектами во всем человеческом познании, столь серьезно напомнили нам старую мудрость, что в великой драме жизни мы являемся одновременно и актерами, и зрителями.

Я опасаюсь, что, говоря все это, возможно слишком сильно отклонился от нашей основной темы. Заканчивая, я чувствую, что должен попросить

прощения за то, что не смог, подобно предыдущим ораторам, воспользоваться этим замечательным случаем для того, чтобы сообщить вам новые сведения из неисчерпаемого научного наследства, оставленного Ньютоном потомству, изучение которого требует познаний о состоянии науки и философии в его время, куда более глубоких, чем те, которыми я обладаю. Однако я надеюсь, что сумел передать вам свое впечатление о том неиссякающем вдохновении, которое работы Ньютона и по сей день вселяют во все начинания на пути развития науки в самом широком смысле этого слова. Пользуясь представившимся сейчас случаем, когда интернациональный характер этих начинаний проявился столь впечатляюще и радушно, я хочу искренне признаться в том, как много значила для меня счастливая возможность ранних и близких контактов с великой английской школой физиков, столь блестяще продолжающей традиции, непревзойденным идеалом которых был сам Ньютон.

ПРОБЛЕМЫ ФИЗИКИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ *

В качестве введения следует вкратце упомянуть о классической теории электрона и, в частности, заметить, что простое рассмотрение электрона как заряженной точечной массы ограничивает в принципе описание явлениями, в анализе которых не встречается величина размерности длины, сравнимая или меньше, чем так называемый классический радиус электрона

$$r_0 = \frac{e^2}{mc^2}, \quad (1)$$

где e и m — заряд и масса электрона, c — скорость света. В этой связи следует подчеркнуть, что любая попытка преодолеть эти ограничения модификацией классической теории будет, по-видимому, включать элемент произвола, так как в области, о которой идет речь, как известно, играют решающую роль явления, обусловленные существованием кванта действия.

Что касается квантовомеханического описания атомных явлений, то акцент лежит на его логичности и широте охвата и особенно на разъяснении известного парадокса относительно проблемы познаваемости «физической реальности», состоящей в том, что в собственно квантовых эффектах мы имеем дело с явлепиями, для которых невозможно четкое разделение между независимым поведением объектов и их взаимодействием с измерительным прибором, который необходим для описания наблюдаемого явления. Хотя это не может быть согласовано с обычными методами в классической физике, они являются дополнительными в том смысле, что только вместе они исчерпывают все знания относительно тех свойств объектов, которые однозначно определимы.

* *Problems of Elementary-particle Physics.* «Reports of an International Conference on fundamental particles and low temperature, held at the Cavendish Laboratory, Cambridge, on 22—27 July 1946». London, 1947, vol. I, Fundamental Particles, p. 1—4.

Если говорить о свойствах элементарных частиц, то лежащая в основе современного квантовомеханического формализма идея о точечности заряда, во-первых, оправдывается ввиду больших размеров атомных систем по сравнению с r_0; во-вторых, этот формализм обусловлен тем, что безразмерная постоянная

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c}, \tag{2}$$

выражающая связь между квантом электрического заряда и квантом действия, мала.

Это наводит на мысль, что характерная особенность ситуации состоит в том, что малое значение α определяется конечным значением $\hbar$ таким образом, который не допускает какого-либо асимптотического перехода к классической картине без потери внутренней устойчивости атомных структур и существенных свойств элементарных частиц, таких, как спин и статистика. Рассмотрение атомных проблем методом последовательных приближений в виде разложения по степеням α влечет за собой значительные трудности. Хотя таким образом можно отделить в известной мере собственно механическое описание атомных систем и реакцию излучения, мы встретимся, как известно, с расходимостями при рассмотрении вопросов излучения в высших приближениях.

Особые трудности такого рода, которые обсуждались уже много лет, встречаются в проблеме так называемой собственной энергии точечного заряда. Не говоря уже о проблемах, известных в классической теории электрона и вызванных взаимодействием между заряженной частицей и создаваемым ею полем, в квантовой электродинамике мы должны даже в пространстве, свободном от фотонов, принять во внимание вклад в собственную энергию, обусловленный флуктуациями напряженности поля.

Простые оценки этого вклада дают в первом приближении выражение вида

$$W(r) \sim \frac{e^2\hbar}{mcr^2} = \alpha^{-1} mc^2 \left(\frac{e^2}{mc^2 r}\right)^2, \tag{3}$$

где $2\pi r$ означает нижний предел длины волны учтенных компонент поля. Ввиду наличия множителя α^{-1} в этом выражении $W(r)$ очень велико по сравнению с mc^2 даже для $r \sim r_0$; следовательно, подобные вычисления служат иллюстрацией радикального различия между проблемой собственной энергии в классической и в квантовой теориях.

Дальнейшие типичные различия появляются при учете типа квантовых статистик тождественных частиц. Фактически в то время как выражение типа (3) сохраняется для частиц, которые подчиняются стати-

стике Бозе, можно в первом приближении получить существенно другую формулу для электронов в дираковской теории дырок, основанной на принципе Паули. Как впервые было показано Вайскопфом, эта теория вследствие обменных эффектов между электроном и «морем» электронов с отрицательной энергией для полной полевой собственной энергии ведет к выражению вида

$$W(r) \sim \alpha mc^2 \ln\left(\frac{\hbar}{mcr}\right). \tag{4}$$

Особенно важно то, что это выражение в противоположность (3) мало по сравнению с mc^2, если $r \sim r_0$, хотя, конечно, оно становится бесконечным для $r=0$.

Интересная попытка избежать этих бесконечностей была недавно предпринята Пайсом, который показал, что в первом приближении можно получить в квантовой теории конечное выражение для собственной энергии точечного заряда, если постулировать связь не только через электромагнитное поле, но также через короткодействующее поле, вызывающее притяжение между электрическими зарядами одного знака на малых расстояниях. Эта идея, напоминающая собой одну из попыток избежать трудностей вследствие расходимостей в классической теории электрона, существенно предполагает использование короткодействующего поля, которое оказалось необходимым в теории ядерной материи. Однако в настоящее время, по-видимому, трудно судить о справедливости такой гипотезы для проблемы собственной энергии, так как в рассматриваемой области ситуация оказывается в других отношениях существенно измененной дальнейшими следствиями теории дырок.

Помимо сказанного выше тот факт, что при взаимодействии фотонов достаточно больших энергий могут рождаться электронные пары, требует более глубокого анализа непротиворечивости квантовой теории поля в пределах высоких частот. Фактически для длин волн, сравнимых с r_0, вычисленные сечения для фотон-фотонного взаимодействия становятся так велики, что нарушается фундаментальный принцип теории поля — принцип суперпозиции. Следовательно, в этой области вся процедура последовательных приближений едва ли является адекватным приближением к проблеме взаимодействия частиц и полей. Как было указано некоторое время назад рядом авторов, в особенности Борном, обстоятельства таковы, что предел непосредственного применения понятий квантовой теории поля в случае электронов и электромагнитных полей оказывается сравнимым с r_0. Это, по-видимому, оставляет открытой возможность того, что правильная трактовка проблемы собственной энергии для массы электрона, несмотря на ее существенно другую природу, должна напоминать собой программу, намеченную классической теорией электрона.

В случае нуклонов проблема собственной энергии первоначально связывалась с их твердой сердцевиной, взаимодействующей с мезонным полем. Здесь предел прямой применимости полевых понятий должен лежать вследствие подобных аргументов относительно выше, чем для электронов, но, однако, значительно ниже, чем r_0, ввиду большой массы нуклонов, как это и предполагается во всех теориях ядерной материи, где ядра трактуются как точечные массы, подверженные действию сил, выведенных из простого линейного мезонного поля. В противоположность часто высказываемой точке зрения, состоящей в том, что последовательная теория элементарных частиц потребует существенно нового отправного пункта, включающего универсальную длину порядка r_0, такой анализ будет, по-видимому, предполагать, что корни ограниченности сферы применимости обычной процедуры лежат в основах квантовой теории, причем признаки этого имеются уже в современном формализме. Это и может явиться ключом к установлению размерного соотношения, которое будет характеризовать разумные ограничения фундаментальных понятий частицы и поля.

Проблема квантованного поля (типа мезонного) в некоторых аспектах существенно отличается от той, что обсуждалась выше. Во-первых, происхождение массы мезона нельзя искать главным образом во взаимодействии с полем, действующим на него, хотя оно и связано непосредственно с радиусом действия самого мезонного поля. Далее, несовместимость локализации энергии поля с фиксированием числа квантов поля будет, по-видимому, существенно ограничивать концепцию частицы в области большей, чем радиус действия поля, который для мезона сравним с r_0. Более того, собственная энергия электромагнитного поля заряженных мезонов, подчиняющихся статистике Бозе, в первом приближении будет выражаться формулой типа (3), причем эффективное обрезание электромагнитного поля при $r \sim r_0$ ведет к вкладу по порядку величины $\alpha\mu c^2$, так как масса мезона μ сравнима с $\alpha^{-1} m$. То обстоятельство, что эта величина мала по сравнению с энергией покоя мезона, фактически согласуется с лежащим в основе современной мезонной теории предположением, что с точностью до высших приближений массы заряженного и нейтрального мезонов равны. Хотя неточность такого рассмотрения очевидна, оно тем не менее может служить иллюстрацией того, как тесно постоянная α, играющая такую фундаментальную роль в атомной теории, оказывается связанной с другими безразмерными постоянными типа отношения между электронной, мезонной и нуклонной массами, как это часто предполагается.

По-вимимому, не исключено, что анализ условий непротиворечивости теории атомных явлений в подобных направлениях может привести к новым аргументам для установления истинного численного значения всех этих констант,

В этой связи стоит обратить внимание на очевидные парадоксы как в квантовой теории поля, так и в теории электрона Дирака, которые предполагают существование плотности энергии и заряда в свободном пространстве, что в большой степени согласуется с основами общей теории относительности даже с учетом предполагаемых ограничений концепций поля и частицы. В то время как плотность заряда, соответствующая «морю» электронов, может считаться нейтрализованной при аналогичной трактовке проблемы протона, компенсация отрицательной плотности энергии может потребовать введения в эту картину положительной энергии поля в низшем состоянии. В настоящее время, по-видимому, нет смысла проводить подобное рассмотрение более детально; оно лишь указывает на то, как тесно могут быть связаны понятия поля и частицы в будущей теории, и подчеркивает дуалистический характер этих понятий. Это имеет свои корни в том обстоятельстве, что такие свойства частиц, как масса и заряд, определяются полем сил, которое они вызывают, или действием поля на них; и, наоборот, поля сами определяются через их действие на частицы.

Прежде чем закончить эти предварительные замечания, следует упомянуть о новом направлении, предложенном Гейзенбергом, который поставил цель создать достаточно широкие основания последовательной теории атомных явлений, строго ограничивая описание непосредственно наблюдаемыми величинами. Еще не было сделано никаких попыток расширить идеи, которые развивались главным образом Мёллером и которые, несомненно, будут главной темой дискуссий на этой встрече. Можно только сказать, что вопрос о пределах «наблюдаемости» или скорее «определимости» не так уж легко обсуждать до того, как будет установлен соответствующий формализм. Но даже при таком подходе дальнейший анализ смысла характерных черт атомной теории может постепенно пролить свет на эти проблемы и, следовательно, не будет излишним.

О ПОНЯТИЯХ ПРИЧИННОСТИ И ДОПОЛНИТЕЛЬНОСТИ *

Причинный способ описания имеет глубокие корни в осознанном стремлении использовать наши знания на практике в приложениях к окружающим нас явлениям и в связи с этим он входит в наш повседневный язык неотъемлемой составной частью. Ввиду того, что представление о причинах и следствиях являлось основой всякого анализа во многих областях человеческого познания, принцип причинности даже стал восприниматься как идеал научного объяснения.

В физике причинное описание, первоначально применявшееся к проблемам механики, основывается на том предположении, что знание о состоянии системы в некоторый момент времени позволяет предсказать ее состояние в любой последующий момент времени. Однако уже здесь определение состояния системы требует специального рассмотрения; вряд ли нужно напоминать, что адекватный анализ механических явлений возможен лишь при условии осознания того факта, что описание состояния системы тел должно включать в себя задание не только положений этих тел, но также и их скоростей.

В классической механике считалось, что силы, действующие между телами, зависят только от их положений и скоростей в данный момент времени. Однако открытие запаздывания электромагнитного действия сделало необходимым ввести в рассмотрение силовые поля в качестве существенной составной части физической системы и включить в описание состояния системы в некоторый заданный момент времени также значения этих полей в каждой точке пространства. В то же время установление дифференциальных уравнений, связывающих скорости изменения электромагнитных напряженностей в пространстве и времени, как известно, оставило возможность описания электромагнитных явлений, полностью аналогичного причинному описанию в механике.

Правда, с точки зрения теории относительности таким атрибутам фи-

* *On the Notions of Causality and Complementarity.* Dialectica, 1948, 2, 312—319.

зических объектов, как положение и скорость материальных тел и даже напряженности электрического и магнитного полей, не может быть приписано абсолютное содержание. Однако именно теория относительности, придавшая классической физике необыкновенную широту и единство, позволила кратко сформулировать принцип причинности наиболее общим образом после того, как она четко установила условия однозначного применения самых простых физических понятий.

Совершенно новая ситуация в физической науке была создана открытием универсального кванта действия, которое обнаружило элементарную «индивидуальность» атомных процессов далеко за пределами применимости старой доктрины ограниченной делимости материи, введенной первоначально в качестве основы для причинного описания специфических свойств материальных объектов. Эта новая черта не только совершенно чужда классическим теориям механики и электромагнетизма, но и просто несовместима с самой идеей причинности.

В самом деле, задание состояния физической системы, очевидно, не позволяет сделать определенный выбор между различными индивидуальными процессами перехода в другие состояния. Поэтому при объяснении квантовых эффектов мы с необходимостью должны оперировать понятием вероятности того, что произошел какой-то один из различных возможных процессов перехода. Здесь мы имеем дело с ситуацией существенно иного характера, чем при использовании статистических методов в применении к сложным системам, которые считаются подчиняющимися законам классической механики.

Границы применимости обычной физической картины к объяснению атомных явлений очень ярко иллюстрируются известной дилеммой о корпускулярных и волновых свойствах материальных частиц и электромагнитного излучения. Далее, важно понимать, что всякое определение постоянной Планка основывается на сравнении различных аспектов некоторого явления, которое может быть описано лишь с помощью представлений, не поддающихся объединению на основе классических физических теорий. Эти теории в действительности представляют собой идеализации, справедливые лишь асимптотически, в пределе, когда все величины размерности действия, участвующие в анализе явления на любом этапе, велики по сравнению с элементарным квантом действия.

В этой ситуации мы оказываемся перед необходимостью радикального пересмотра самих основ для описания и объяснения физических явлений. Прежде всего здесь нужно отчетливо сознавать, что как бы далеко ни выходили квантовые эффекты за пределы возможностей анализа классической физики, описание экспериментальной установки и регистрация результатов наблюдения всегда должны производиться на обычном языке, дополненном терминологией классической физики. Это есть простое логическое требование, поскольку слово «эксперимент» в сущности может

применяться лишь для обозначения такой ситуации, когда мы можем рассказать другим, что мы сделали и что узнали в итоге.

Тот факт, что квантовые явления не могут быть проанализированы на классической основе, означает невозможность отделить поведение атомных объектов от взаимодействия этих объектов с измерительными приборами, необходимыми для определения условий, в которых протекают рассматриваемые явления. В частности, индивидуальность типичных квантовых эффектов находит свое выражение в том обстоятельстве, что любая попытка подразделения явления на составные элементы связана с необходимостью изменений в экспериментальной установке, которые являются новым источником неконтролируемого взаимодействия между объектами и измерительными приборами.

В такой ситуации приписывание атомным объектам обычных физических атрибутов связано с принципиально неизбежным элементом неопределенности. Ярким примером такой неопределенности является упоминавшаяся дилемма относительно свойств электронов и фотонов, где мы сталкиваемся с противоречием, которое обнаруживается при сравнении результатов наблюдений над атомным объектом, получаемых с помощью различных экспериментальных установок. Такие эмпирические указания свидетельствуют о наличии соотношений нового типа, не имеющих аналога в классической физике, которые удобно обозначить термином *дополнительность*, чтобы подчеркнуть то обстоятельство, что в противоречащих друг другу явлениях мы имеем дело с различными, но одинаково существенными аспектами единого четко определенного комплекса сведений об объектах.

Адекватным инструментом для дополнительного способа описания является квантовомеханический формализм, в котором канонические уравнения классической механики сохраняют свой вид, но физические переменные заменяются символическими операторами, подчиняющимися правилам некоммутативной алгебры. В этом формализме постоянная Планка входит лишь в перестановочное соотношение

$$qp - pq = \sqrt{-1}\,\frac{h}{2\pi} \qquad (1)$$

между символами q и p, соответствующими паре канонически сопряженных переменных, или в эквивалентное соотношение, получающееся с помощью подстановок вида

$$p = -\sqrt{-1}\,\frac{h}{2\pi}\,\frac{\partial}{\partial q}, \qquad (2)$$

которые одному из каждой пары канонически сопряженных переменных сопоставляют дифференциальный оператор. В соответствии с этими двумя альтернативными подходами квантовомеханические расчеты мо-

гут выполняться или с помощью представления переменных в виде матриц, элементы которых относятся к индивидуальным переходам между двумя состояниями системы, или с использованием так называемого волнового уравнения, решения которого описывают такие состояния и позволяют получить вероятности переходов между ними.

Весь формализм в целом следует рассматривать как инструмент, с помощью которого могут быть сделаны либо совершенно определенные предсказания, либо предсказания статистического характера — в отношении сведений, которые могут быть получены в определенных экспериментальных условиях, причем эти условия описываются на классическом языке и конкретно определяются некоторыми параметрами, входящими в алгебраические или дифференциальные уравнения, решением которых являются соответственно матрицы или волновые функции. Эти символы сами по себе не поддаются наглядной интерпретации, на что указывает уже использование мнимых чисел; и даже получаемые вещественные функции, подобные плотностям и токам, следует рассматривать как характеристики вероятностей осуществления отдельных событий, которые могут наблюдаться в некоторых четко определенных экспериментальных условиях.

Характерной чертой квантовомеханического описания является то, что задание состояния системы никогда не может означать точное определение обоих членов пары канонически сопряженных переменных q и p. Фактически вследствие некоммутативности таких переменных, выражаемой равенствами (1) и (2), всегда должно выполняться соотношение

$$\Delta q \cdot \Delta p = \frac{h}{4\pi} \tag{3}$$

между минимальными значениями погрешностей Δq и Δp, с которыми могут быть зафиксированы эти переменные. Эти так называемые соотношения неопределенности в явном виде обнаруживают ограниченность причинного анализа; однако важно иметь в виду, что невозможно дать этим соотношениям однозначной интерпретации, пользуясь словами, применяемыми для описания ситуации, в которой физические атрибуты воплощаются классически.

Таким образом, выражения типа «мы не можем одновременно знать импульс и координату электрона» сразу же порождают вопросы относительно физической реальности этих двух атрибутов, разрешить которые можно, лишь сославшись на взаимоисключающие условия, в которых допустимо использование пространственно-временнóго описания, с одной стороны, или динамических законов сохранения, с другой. В действительности всякая попытка зафиксировать расположение атомных объектов в пространстве и времени требует применения экспериментальной установки, допускающей принципиально неконтролируемый обмен энер-

гией и импульсом между изучаемыми объектами и теми масштабами и часами, которые используются в качестве системы отсчета. Обратно, любая установка, пригодная для проверки законов сохранения энергии и импульса, не позволяет произвести описания явления как цепи событий в пространстве и во времени.

Строго говоря, всякое применение динамических понятий означает анализ физических результатов (которые в конечном счете сводятся к регистрации пространственно-временны́х совпадений) на основе классической механики. Таким образом. и при описании атомных явлений использование энергии и импульса в качестве переменных, характеризующих начальные условия и результаты наблюдений, неявно подразумевает упомянутый анализ и поэтому требует соблюдения условия, чтобы применяемые при этом экспериментальные установки имели пространственные размеры и интервалы временного разрешения, достаточно большие для того, чтобы можно было не принимать во внимание соотношения неопределенности, выраженного формулой (3). При таких условиях, конечно, вопрос о том, до какой степени классические аспекты явлений можно считать включенными в соответствующее квантовомеханическое описание, в определенной мере решается из соображений удобства. При квантовомеханическом описании проводится принципиальное различие между измерительными приборами, трактовка которых всегда должна быть основана на пространственно-временно́й картине, и изучаемыми объектами, относительно которых можно делать проверяемые наблюдениями предсказания, вообще говоря, лишь с помощью очень ненаглядного формализма.

Можно заметить, кстати, что конструкция и принцип работы всех приборов, например диафрагм или затворов, определяющих геометрию и временны́е соотношения в данной экспериментальной установке, или фотопластинок, регистрирующих положение атомных объектов в пространстве, зависит от свойств материала, которые сами существенно определяются квантом действия. Тем не менее это обстоятельство не играет роли при изучении простейших атомных явлений, когда при определении экспериментальных условий даже с весьма высокой степенью точности мы всегда можем отвлечься от молекулярного строения измерительных приборов. Для этого достаточно лишь, чтобы приборы были значительно тяжелее исследуемых атомных объектов, и тогда мы можем, в частности, пренебречь описываемым формулой (3) требованием, относящимся к определению взаимного расположения в пространстве и во времени отдельных элементов прибора.

Квантовая механика, представляя собой обобщение классической механики с учетом существования кванта действия, в то же время оставляет достаточно широкие возможности для объяснения эмпирических закономерностей, которые не могут быть охвачены классическим способом описания. Помимо характерной стабильности атомов, которая

явилась первым толчком к развитию квантовой механики, здесь можно указать на особые закономерности поведения систем, состоящих из тождественных частиц, подобных фотонам или электронам; эти закономерности играют важную роль в определении равновесия с излучением, а также существенных свойств материальных объектов. Известно, что такие закономерности адекватно описываются свойствами симметрии волновой функции, представляющей состояние всей системы. Конечно, связанные с этим проблемы не могут решаться применением какой бы то ни было экспериментальной установки, предназначенной для прослеживания поведения в пространстве и во времени каждой из тождественных частиц в отдельности.

Далее поучительно рассмотреть условия возможности определения координат и динамических переменных в каком-либо состоянии системы, состоящей из нескольких атомных частиц. Хотя любая пара канонически сопряженных переменных q, p (координата и импульс) подчиняется правилу некоммутативного умножения, выражаемому формулой (1), так что допустимая точность их одновременного задания ограничена пределами (3), разность q_1-q_2 координат двух частиц, входящих в состав системы, коммутирует с суммой p_1+p_2 соответствующих этим координатам импульсов, что прямо следует из коммутативности q_1 с p_2 и q_2 с p_1. Поэтому как q_1-q_2, так и p_1+p_2 могут быть заданы в некотором состоянии сложной системы с произвольной степенью точности. Следовательно, мы можем предсказать значения либо q_1, либо p_1, если соответственно q_2 или p_2 определено непосредственным измерением. Можно добиться, чтобы в момент измерения прямое взаимодействие между двумя объектами полностью отсутствовало, и потому может показаться, что и q_1, и p_1 должны рассматриваться как четко определенные физические атрибуты изолированного объекта. В связи с этим высказывалось мнение, что квантовомеханическое представление состояния не может являться адекватным способом полного описания физической реальности. Однако нужно подчеркнуть, отвечая на эти возражения, что любые две экспериментальные установки, допускающие точное измерение q_2 или p_1, оказываются несовместимыми, и потому предсказания относительно q_1 или соответственно p_1 принадлежат к роду явлений, в своей основе имеющих дополнительный характер.

В связи с вопросом о полноте квантовомеханического способа описания нужно отчетливо представлять себе, что здесь мы имеем математически последовательную схему, применимую — в конкретных пределах — ко всякому процессу измерения; об адекватности ее мы можем судить, лишь сравнивая ее предсказания с результатами действительных наблюдений. Существенно также отметить, что во всех конкретных приложениях квантовой механики бывает необходимым задание состояния всей установки в целом. В частности, наш произвол в выборе параметров, определяющих данную квантовомеханическую задачу, как раз соответ-

ствует свободе выбора конструкции и принципа работы измерительных приборов, что в свою очередь эквивалентно свободе выбора типа дополнительных явлений, которые мы намерены изучать.

Чтобы избежать логических противоречий в описании незнакомой ситуации, мы, очевидно, должны проявлять большую осторожность во всех вопросах, связанных с терминологией и диалектикой. Так, в физической литературе часто встречаются обороты типа «возмущение явлений, вносимое наблюдением» или «создание физических атрибутов объекта посредством измерения». Здесь применение терминов *явления* и *наблюдение*, *атрибут* и *измерение* вряд ли согласуется с их обычным употреблением и практическими определениями и лишь способствует возникновению неправильного понимания. В качестве более удачного способа выражения можно усиленно рекомендовать использовать слово *явление* в более узком смысле, относя его исключительно к таким наблюдениям, которые проводятся в специальных условиях, позволяющих получить полное описание всего эксперимента в целом.

Применение такой терминологии делает проблему наблюдения в атомной физике свободной от каких-либо специальных трудностей, поскольку в действительных экспериментах все результаты получаются в воспроизводимых условиях и выражаются в виде однозначных утверждений, касающихся, например, фиксации точки попадания атомной частицы на фотопластинку или соответствующего показания какого-либо усилительного устройства. Более того, то обстоятельство, что все такие наблюдения включают процессы существенно необратимого характера, придает каждому явлению именно те черты законченности, которые необходимы для его четкой интерпретации в рамках квантовой механики.

Возвращаясь к уже сказанному, заметим, что невозможность подразделения индивидуальных квантовых эффектов, как и невозможность отделить самостоятельное поведение объектов от их взаимодействия с измерительными приборами, предназначенными для изучения условий протекания явления, влечет за собой неоднозначность в приписывании обычных атрибутов атомным явлениям. Это обстоятельство вызывает необходимость пересмотра нашего отношения к проблеме физического объяснения. В этой новой ситуации даже старый вопрос об окончательной детерминированности явлений природы потерял свою концептуальную основу, и именно этой основе противопоставляет себя принцип дополнительности как рациональное обобщение самого классического идеала причинности.

Дополнительный способ описания в действительности не означает произвольного отказа от привычных требований, предъявляемых ко всякому объяснению; напротив, он имеет целью подходящее диалектическое выражение действительных условий анализа и синтеза в атомной физике. Между прочим, попытки прибегнуть к трехвалентной логике, предлагаемые иногда в качестве способа рассмотрения парадоксальных

черт квантовой механики, представляются не слишком пригодными для ясного освещения ситуации, поскольку все четко определенные экспериментальные данные, даже если их невозможно анализировать с точки зрения классической физики, всегда должны быть выражены на привычном языке, использующем обычную логику.

Эпистемологический урок, полученный нами из недавнего развития физической науки, в которой возникающие проблемы допускают сравнительно краткую формулировку основных принципов, может помочь в выборе подхода также и в других областях знания, где ситуация носит значительно менее определенный характер. Примером является биология, в которой механистические и виталистические аргументы употребляются типично дополнительным образом. В социологии подобная диалектика также часто может оказаться полезной, в частности в решении проблем, с которыми мы сталкиваемся при изучении и сравнении человеческих культур. Здесь перед нами возникает задача преодоления некоторого элемента самодовольства, присущего каждой отдельной национальной культуре и проявляющегося в предрассудках, которые, очевидно, не могут быть приняты с точки зрения других наций.

Обнаружение соотношений дополнительного характера является немаловажной задачей и в психологии, где условия для анализа и синтеза переживаний очень сходны с ситуацией, имеющей место в атомной физике. Фактически использование слов вроде *мысли* и *чувства*, в равной мере неизбежных для описания многообразия психических переживаний, относится к взаимоисключающим ситуациям, характеризуемым различным проведением линии, разграничивающей субъект и объект. В частности, выделение отдельного места чувству свободы воли связано с тем обстоятельством, что ситуации, в которых мы сталкиваемся со свободой воли, несовместимы с психологическими ситуациями, в которых предпринимаются обоснованные попытки причинного анализа. Другими словами, когда мы говорим слова «я хочу», мы тем самым отвергаем логическую аргументацию.

В общем и целом подход к проблеме объяснения, содержащийся в понятии дополнительности, напрашивается сам собой в нашем положении разумных существ и очень напоминает учение древних мыслителей о том, что в поисках гармоничного отношения к жизни никогда нельзя забывать, что мы сами являемся одновременно и актерами, и зрителями драмы жизни. Конечно, относительно этого высказывания, как и относительно большинства предложений, составляющих всю эту статью от начала до конца, справедливо утверждение, что нашей целью может быть лишь стремление передать другим наши знания и взгляды посредством языка, в котором практическое применение всякого слова находится в дополнительном соотношении с попытками его строгого определения.

Институт теоретической физики
Копенгагенский университет

ДИСКУССИИ С ЭЙНШТЕЙНОМ ПО ПРОБЛЕМАМ ТЕОРИИ ПОЗНАНИЯ В АТОМНОЙ ФИЗИКЕ *

Когда я получил от издателя серии «Современные философы» («Living Philosophers») предложение написать статью для настоящего тома, в котором современные исследователи чествуют Альберта Эйнштейна за его колоссальный вклад в развитие естественных наук и в котором они выражают благодарность всего нашего поколения за проложенный его гением путь, я много размышлял о том, как бы мне лучше выразить, насколько я ему обязан за его вдохновляющие идеи. При этом я живо вспомнил встречавшиеся мне на протяжении ряда лет многочисленные случаи, когда я имел удовольствие обсуждать с Эйнштейном гносеологические проблемы, поставленные новейшим развитием атомной физики; и я подумал, что едва ли я мог бы дать что-нибудь лучшее, чем рассказ об этих спорах, которые — хотя они и не привели к полному согласию — были для меня чрезвычайно ценными и стимулирующими. В то же время я надеюсь, что такой рассказ может дать более широким кругам представление о том, насколько полезен был открытый обмен мыслями для прогресса в области, где новые результаты время от времени требовали от нас пересмотра наших воззрений.

*

Главным предметом нашего спора с самого начала был вопрос о том, какую позицию следует занять по отношению к тем отклонениям от привычных принципов описания природы, которые характерны для новейшего развития физики. Я имею в виду тот путь, на который вступила физика в первом году нашего века в результате открытия Планком универсального кванта действия. Это открытие выявило в законах природы черту атомистичности, которая выходит далеко за пределы старого учения об ограниченной делимости материи; действительно, это открытие

* *Discussion with Einstein on Epistemological Problems in Atomic Physics.* «A. Einstein, philosopher-scientist». Evanston, 1949, p. 201—241.

показало нам, что классические теории физики являются идеализациями, которые допускают однозначное применение только в тех предельных случаях, когда все величины размерности действия велики по сравнению с квантом действия. На обсуждении стоял вопрос, следует ли рассматривать отказ от причинного описания атомных процессов, фактически содержащийся в попытках овладеть новым положением вещей, как временное пренебрежение идеалами, которые в конечном счете снова вернут свои права, или же дело идет о необратимом шаге на пути к настоящей гармонии между анализом и синтезом физических явлений. Для того чтобы дать как можно более ясное представление о том фоне, на котором протекали наши споры, и об аргументах, выдвигавшихся в пользу той или другой из противоположных точек зрения, я считаю необходимым напомнить с достаточной подробностью главные черты того развития теории, в которое сам Эйнштейн внес такой решающий вклад.

Как известно, Больцман впервые установил наличие внутренней связи между законами термодинамики и статистическими закономерностями, которые проявляются в механических системах с большим числом степеней свободы. Идея о существовании этой связи была руководящей идеей Планка в его остроумном исследовании проблемы теплового излучения — исследовании, приведшем его к фундаментальному открытию. Рассуждения Планка были в основном статистического характера; Планк весьма осторожно избегал окончательных выводов о том, в какой мере существование кванта действия означает отход от основных законов механики и электродинамики. Сущность же великого вклада Эйнштейна в квантовую теорию (1905) как раз и состояла в признании того, что такие физические явления, как фотоэффект, могут непосредственно зависеть от индивидуальных квантовых эффектов [1]. В те же годы, когда Эйнштейн, развивая свою теорию относительности, создавал тем самым новую основу физики, он одновременно исследовал своим дерзким умом новые черты атомизма, уводившие далеко за рамки классической физики.

Таким путем безошибочная интуиция Эйнштейна привела его шаг за шагом к выводу, что всякий радиационный процесс состоит из испускания или поглощения индивидуальных световых квантов или «фотонов» с энергией и количеством движения

$$E = h\nu \qquad (1)$$

и

$$P = h\sigma;$$

здесь h — постоянная Планка, тогда как ν — число колебаний в единицу времени, а σ — число волн на единицу длины. Представление о фотоне

[1] A. Einstein. Ann. Phys., 1905, 17, 132 (см. перевод: А. Эйнштейн. Собр. научн. трудов, т. 3. М., 1966, стр. 92. — *Прим. ред.*).

при всей его плодотворности выдвинуло совершенно непредусмотренную дилемму, поскольку всякая простая корпускулярная картина излучения явно несовместима с явлениями интерференции, которые представляют важную особенность процессов излучения и могут быть описаны только при помощи волновой картины. Острота дилеммы подчеркивается тем фактом, что интерференционные явления — это единственное средство для определения тех самых понятий частоты и длины волны, которые входят в соотношения для энергии и количества движения фотона.

При таком положении вещей не могло быть и речи о попытке причинного анализа явлений излучения; речь может идти только о том, чтобы путем комбинированного применения противоположных картин вычислять вероятности отдельных актов излучения. Здесь очень важно полностью отдавать себе отчет в том, что при таких обстоятельствах привлечение вероятностных законов преследует существенно другие цели, чем обычное применение статистических соображений в качестве практического способа объяснения свойств механических систем с весьма сложной структурой. В самом деле, в квантовой физике дело не в такого рода сложности, а в непригодности классической системы представлений для передачи своеобразных черт неделимости или «индивидуальности», характеризующих элементарные процессы.

Непригодность теорий классической физики для объяснения атомных процессов все яснее выявлялась по мере нашего ознакомления со строением атомов. Прежде всего открытие Резерфордом атомного ядра (1911) одним ударом вскрыло непригодность классических представлений механики и электродинамики для объяснения свойственной атому стабильности. И здесь теория квантов снова дала ключ к выяснению положения вещей; в частности, появилась возможность объяснить как стабильность атомов, так и эмпирические законы, которым подчиняются спектры элементов. В основе этого объяснения лежит предположение о том, что всякая реакция атома, ведущая к изменению его энергии, включает в себя полный переход атома из одного так называемого стационарного квантового состояния в другое и что, в частности, спектры испускаются ступенчатым процессом, причем каждый переход сопровождается испусканием монохроматического кванта света, энергия которого в точности равна энергии эйнштейновского фотона.

Эти представления, вскоре подтвержденные опытами Франка и Герца (1914) над возбуждением спектров при ударе электронов об атомы, заключают в себе дальнейший отказ от причинного способа описания; ибо толкование спектральных законов явно предполагает, что атом в возбужденном состоянии имеет, вообще говоря, возможность перейти с испусканием фотонов в одно из своих состояний с меньшей энергией. Действительно, самое представление о стационарных состояниях несовместимо с каким-либо предписанием относительно выбора между такими перехо-

дами и допускает только применение понятия об относительных вероятностях отдельных процессов перехода. При оценке таких вероятностей единственной основой служил так называемый принцип соответствия, возникший из стремления найти наиболее тесную связь между статистическим описанием атомных процессов и следствиями, которые следовало бы ожидать на основании классической теории. Последняя должна быть непосредственно применима только в предельном случае, когда рассматриваемые на всех этапах анализа явлений величины размерности действия велики по сравнению с универсальным квантом действия.

В то время еще не намечалось никакой общей непротиворечивой квантовой теории; тогдашняя точка зрения на эти вопросы может быть, однако, иллюстрирована следующим отрывком из доклада [2], сделанного автором в 1913 г.: «Я надеюсь, что говорил достаточно ясно для того, чтобы вы поняли, насколько сильно приведенные рассуждения отклоняются от той замечательно последовательной системы понятий, которую по праву называют классической электродинамической теорией. С другой стороны, именно тем, что я так сильно подчеркивал это противоречие, я пытался дать вам почувствовать, что со временем все-таки можно будет привести новые понятия в какую-то систему».

Важный шаг вперед в развитии квантовой теории был сделан самим Эйнштейном в его знаменитой статье 1917 г. о равновесном излучении [3]. В ней он показал, что закон Планка о тепловом излучении допускает простой вывод на основе предположений, совпадающих с основными идеями квантовой теории строения атомов. С этой целью Эйнштейн формулировал общие статистические правила для излучательных переходов между стационарными состояниями. При этом он считал, что процессы испускания и поглощения будут иметь место не только для атомов, подвергаемых действию излучения (причем вероятность их в единицу времени будет пропорциональна интенсивности падающего света), но что даже при отсутствии внешних возмущений могут иметь место спонтанные процессы излучения, число которых в единицу времени соответствует некоторой априорной вероятности. По поводу последнего пункта Эйнштейн весьма выразительно подчеркнул фундаментальный характер статистического описания тем, что указал на аналогию между предположением о существовании спонтанных излучательных переходов и хорошо известными законами, управляющими превращениями радиоактивных веществ.

В связи со своим тщательным анализом вытекающих из термодинамики требований в отношении задач излучения Эйнштейн еще больше

[2] N. Bohr. Fys. Tidss., 1914, 12, 97; «Theory of spectra and Atomic Constitution», Cambridge, University Press, 1922 (статья 7, т. I).

[3] A. Einstein. Phys. Zs., 1917, 18, 121 (см. перевод: А. Эйнштейн. Собр. научн. трудов, т. 3, стр. 393. — *Прим. ред.*).

заострил дилемму, указав, что если его рассуждения справедливы, то всякий процесс излучения должен иметь определенное направление. Последнее нужно понимать в том смысле, что не только атом, поглощающий квант света, получает от фотона количество движения, направление которого соответствует направлению распространения фотона, но что и излучающий атом получает импульс в противоположном направлении, причем это имеет место, несмотря на то, что по волновой картине не может быть и речи о предпочтительном направлении в акте излучения. Отношение самого Эйнштейна к таким поразительным выводам выражено в нескольких фразах в конце упомянутой выше его статьи[3]: «Эти свойства элементарных процессов заставляют считать почти неизбежным построение собственно квантовой теории излучения. Слабость теории состоит, с одной стороны, в том, что она не приближает нас к объединению с волновой теорией, и, с другой стороны, в том, что она предоставляет „случаю" время и направление элементарных процессов; тем не менее я питаю полное доверие к надежности того пути, на который мы вступили».

Когда в 1920 г. при моем посещении Берлина я в первый раз встретился с Эйнштейном — что было для меня великим событием, — эти фундаментальные вопросы и были темой наших разговоров. Обсуждения, к которым я потом часто мысленно возвращался, добавили к моему восхищению Эйнштейном еще и глубокое впечатление от его непредвзятой научной позиции. Его пристрастие к таким красочным выражениям, как «призрачные поля (Gespensterfelder), управляющие фотонами», не означало, конечно, что он склонен к мистицизму, но свидетельствовало о глубоком юморе, скрытом в его проницательных замечаниях. И все-таки между нами оставалось некоторое расхождение в отношении нашей точки зрения и наших видов на будущее. При его мастерстве согласовывать, казалось бы, противоречащие друг другу факты, не отказываясь от непрерывности и причинности, Эйнштейн, быть может, меньше, чем кто-либо другой, был склонен отбросить эти идеалы, — меньше, чем кто-либо, кому такой отказ представлялся единственной возможностью согласовывать многообразный материал из области атомных явлений, накапливавшийся день ото дня при исследовании этой новой отрасли знаний.

В последующие годы, в течение которых атомные проблемы привлекали к себе внимание быстро растущего круга физиков, кажущиеся противоречия внутри квантовой теории ощущались все острее. Очень показательна дискуссия, возникшая в 1922 г. в связи с открытием эффекта Штерна и Герлаха. С одной стороны, этот эффект давал убедительное подтверждение представлению о стационарных состояниях и, в частности, для построенной Зоммерфельдом квантовой теории эффекта Зеемана; с другой же стороны, как ясно показали Эйнштейн и Эренфест[4], наличие

[4] A. Einstein, P. Ehrenfest. Zs. f. Phys., 1922, **11**, 31 (см. перевод: А. Эйнштейн. Собр. научн. трудов, т. 3, стр. 422. — *Прим. ред.*).

такого эффекта ставило непреодолимые трудности перед всякой попыткой наглядно представить себе поведение атома в магнитном поле. Подобные же парадоксы возникли в результате открытия Комптоном (1924) изменения длины волны, сопровождающего рассеяние рентгеновских лучей электронами. Как известно, этот опыт дал самое непосредственное доказательство справедливости точки зрения Эйнштейна на перенос энергии и количества движения при процессах излучения. Однако в то же время было очевидно, что никакая простая картина явления как столкновения частиц не может дать исчерпывающего его описания. Под впечатлением таких трудностей временно возникли даже сомнения в сохранении энергии и количества движения в индивидуальных процессах излучения [5]. Такие сомнения, однако, вскоре исчезли перед лицом уточненных опытов, выяснивших наличие однозначного соотношения между отклонением фотонов и соответствующей отдачей электрона.

Путь к выяснению положения вещей был проложен только развитием более объемлющей теории квантов. Первым шагом к этой цели было предуказание де Бройлем (в 1925 г.) того факта, что двойственность волна — частица не ограничивается свойствами излучения, но в равной мере неизбежна и при описании поведения материальных частиц. Эта мысль была вскоре убедительно подтверждена опытами над явлениями интерференции электронов. Эйнштейн сразу же радостно приветствовал эту мысль, так как им уже была установлена глубоко лежащая аналогия между свойствами теплового излучения и свойствами газов в так называемом вырожденном состоянии [6]. Новая линия была с огромным успехом продолжена Шредингером (1926), который, в частности, показал, как стационарные состояния атомной системы могут быть представлены при помощи собственных решений волнового уравнения. Путь к установлению вида волнового уравнения был ему указан формальной аналогией между механическими и оптическими проблемами, на которую впервые обратил внимание Гамильтон. Парадоксальные черты теории квантов, однако, нисколько не смягчились; они, пожалуй, даже обострились еще больше в силу кажущегося противоречия между требованиями свойственного волновому описанию общего принципа наложения и присущими атомным процессам чертами индивидуальности.

В это же время Гейзенберг (1925) заложил основы рациональной квантовой механики, которая получила быстрое развитие благодаря важным вкладам Борна и Иордана, а также Дирака. Теория вводит формальный аппарат, в котором кинематические и динамические переменные классической механики заменяются абстрактными символами, подчиняю-

[5] N. Bohr, H. A. Kramers, J. C. Slater. Phil. Mag., 1924, 47, 785 (статья 25, т. I).

[6] A. Einstein. Berl. Ber., 1924, p. 261; 1925, p. 3, 18 (см. перевод: А. Эйнштейн. Собр. научн. трудов, т. 3, стр. 481, 489, 503. — *Прим. ред.*).

щимися некоммутативной алгебре. Несмотря на отказ от понятия траектории частицы, основные уравнения механики в их гамильтоновой канонической форме были сохранены без изменений, а постоянная Планка вошла лишь в перестановочные соотношения

$$qp - pq = \sqrt{-1}\,\frac{h}{2\pi}, \qquad (2)$$

справедливые для каждой пары сопряженных переменных q и p. Вводя для абстрактных символов представление в форме матриц с элементами, относящимися к переходам между стационарными состояниями, оказалось возможным впервые дать принципу соответствия количественную формулировку. Напомним здесь, что важный предварительный шаг в этом направлении был сделан (в частности, Крамерсом) при построении квантовой теории дисперсии; в основе этой теории лежат эйнштейновские общие правила для вероятностей процессов поглощения и испускания.

Как было вскоре показано Шредингером, эта матричная форма квантовой механики приводит к результатам, совпадающим с теми, какие можно получить с помощью методов волновой теории, которые часто оказываются более удобными в математическом отношении. В последующие годы были постепенно разработаны общие методы такого описания атомных процессов, которое по существу является статистическим; эти методы объединили логически непротиворечивым образом характерную для квантовой теории черту неделимости атомных процессов с требованиями, вытекающими из принципа наложения.

Из многочисленных достижений этого времени упомянем прежде всего, что аппарат квантовой механики позволил дать формулировку принципу, которому подчиняются состояния систем с несколькими электронами; этот принцип был установлен Паули на основании анализа атомных спектров еще до построения квантовой механики. Количественный охват большого эмпирического материала не оставлял больше сомнений в плодотворности и пригодности аппарата квантовой механики; однако абстрактный характер этого аппарата вызывал широко распространенное чувство неудовлетворенности. В самом деле, прояснить положение вещей можно было здесь только путем более глубокого исследования проблемы наблюдений в атомной физике.

Эта фаза развития была, как известно, начата в 1927 г. Гейзенбергом[7], указавшим на то, что данные о состоянии атомной системы всегда страдают своеобразной «неопределенностью». Так, всякое измерение положения электрона при помощи прибора, работающего на высокочастотном излучении (например, микроскопа), связано согласно основным уравне-

[7] W. Heisenberg. Zs. f. Phys., 1927, 43, 172.

ниям (1) с обменом импульсом между электроном и измерительным прибором, причем этот обмен будет тем больше, чем точнее стремятся измерить положение. Сравнивая такие рассуждения с требованиями, вытекающими из формального аппарата квантовой механики, Гейзенберг обратил внимание на тот факт, что перестановочное соотношение (2) накладывает на точность, с которой могут быть фиксированы две сопряженные переменные q и p, взаимное ограничение, выражающееся зависимостью

$$\Delta q \cdot \Delta p \approx h, \qquad (3)$$

причем Δq и Δp представляют неопределенности в измеряемых значениях этих переменных. Это соотношение неопределенностей указывает на тесную связь между принятым в квантовой механике статистическим способом описания и фактическими измерительными возможностями. Как показал Гейзенберг, оно имеет благодаря этому величайшее значение для объяснения парадоксов, к которым приводят попытки анализа квантовых эффектов при помощи обычных физических представлений.

На международном конгрессе физиков в Комо, посвященном памяти Вольты и созванном в сентябре 1927 г., новейшие успехи атомной физики были предметом обстоятельных дискуссий. В своем докладе [8] я развил тогда точку зрения, которую кратко можно охарактеризовать словом «дополнительность»; эта точка зрения позволяет, с одной стороны, охватить характерную для квантовых процессов черту неделимости и, с другой стороны, разъяснить существующие в этой области особенности постановки задачи о наблюдении. Для этого решающим является признание следующего основного положения: *как бы далеко ни выходили явления за рамки классического физического объяснения, все опытные данные должны описываться при помощи классических понятий.*

Обоснование этого состоит просто в констатации точного значения слова «эксперимент». Словом «эксперимент» мы указываем на такую ситуацию, когда мы можем сообщить другим, что именно мы сделали и что именно мы узнали. Поэтому экспериментальная установка и результаты наблюдений должны описываться однозначным образом на языке классической физики.

Из этого основного положения, обсуждение которого стало главной темой излагаемой здесь дискуссии, можно сделать следующий вывод. *Поведение атомных объектов невозможно резко отграничить от их взаимодействия с измерительными приборами, фиксирующими условия, при которых происходят явления.* В самом деле, неделимость типичных квантовых эффектов проявляется в том, что всякая попытка подразделить яв-

[8] N. Bohr. «Atti del Congresso Internationale dei Fisici», Como, Settembre 1927; Nature, 1928, 121, 78, 580 (статья 32).

ления требует изменения экспериментальной установки и тем самым влечет за собой новые возможности принципиально неконтролируемого взаимодействия между объектами и измерительными приборами. Вследствие этого данные, полученные при разных условиях опыта, не могут быть охвачены одной-единственной картиной; эти данные должны скорее рассматриваться как *дополнительные* в том смысле, что только совокупность разных явлений может дать более полное представление о свойствах объекта.

При этих обстоятельствах приписывание атомным объектам обычных физических атрибутов существенным образом связано с неоднозначностью; непосредственно это обнаруживается в дилемме, касающейся корпускулярных и волновых свойств электронов и фотонов, где мы имеем дело с как бы противоречащими друг другу картинами, из которых каждая представляет существенную сторону того, что дает нам опыт. Все кажущиеся парадоксы могут быть устранены путем исследования тех (несовместимых) условий опыта, при которых наблюдаются дополнительные явления. Поучительным примером этого может служить эффект Комптона, непротиворечивое описание которого вначале представляло такие большие трудности. В этом примере разъяснение состоит в том, что всякая установка, пригодная для изучения обмена энергией и количеством движения между электронами и фотонами, необходимо должна оставлять в пространственно-временно́й локализации процесса допуски, достаточные для того, чтобы придать определенность понятиям волнового числа и частоты [эти величины входят в соотношения (1)]. И обратно, всякая попытка более точного определения места столкновения между фотоном и электроном сделала бы невозможным подведение более точного баланса энергии и количества движения; невозможность эта обусловлена неизбежным взаимодействием с неподвижными масштабами и часами, определяющими пространственно-временну́ю систему отсчета.

Как подчеркнуто в докладе, надлежащим средством для дополнительного описания как раз и служит формальный аппарат квантовой механики. Этот формальный аппарат представляет собою чисто символическую схему, позволяющую делать предсказания результатов опытов, производимых в определенных условиях, которые должны характеризоваться при помощи классических понятий. Эта схема связана с классической теорией принципом соответствия. Следует напомнить, что и в соотношении неопределенности (3) мы имеем дело с таким следствием формального аппа́рата, которое не может быть недвусмысленно выражено словами, приспособленными для описания классической картины физического явления. Так, после фразы: «Мы не можем одновременно узнать положение и количество движения атомного объекта» —немедленно возникает вопрос о физической реальности двух таких атрибутов объекта, а на этот вопрос можно ответить, только исследуя условия для недву-

смысленного применения пространственно-временных понятий, с одной стороны, и динамических законов сохранения, с другой. Объединение этих понятий в цельную картину причинной цепи явлений составляет сущность классической механики. Что касается закономерностей, находящихся вне досягаемости такого классического описания, то место для них освобождается именно благодаря тому, что изучение дополнительных явлений требует взаимпо исключающих экспериментальных установок.

Возникшая в атомной физике необходимость заново рассмотреть те основания, на которые должно опираться непротиворечивое применение элементарных физических идей, напоминает в некотором смысле ситуацию, с которой столкнулся в свое время Эйнштейн. Эта ситуация побудила Эйнштейна пересмотреть основания, на которые опираются все применения пространственно-временных понятий, и благодаря тому, что в процессе пересмотра было подчеркнуто фундаментальное значение проблемы наблюдения, в результате наше физическое мировоззрение приобрело замечательную стройность и единство. Несмотря на всю новизну и необычность способа рассмотрения, теория относительности сохраняет причинное описание, применяемое внутри каждой данной системы отсчета; в квантовой же механике мы вынуждены отказаться и от этого, отказаться из-за неконтролируемого взаимодействия между объектами и измерительными приборами. Этот факт, однако, отнюдь не указывает па ограниченность или неполноту квантовомеханического описания, и приведенная в моем докладе в Комо аргументация как раз имела целью показать, что точка зрения «дополнительности» может рассматриваться как разумное обобщение идеала причинности.

*

Во время общей дискуссии в Комо нам всем недоставало Эйнштейна. Но вскоре после этого, в октябре 1927 г., я имел возможность встретиться с ним в Брюсселе на 5-м Физическом конгрессе Института Сольвея, посвященном теме «Электроны и фотоны». На Сольвеевских съездах Эйнштейн всегда был одной из самых заметных фигур, и многие из нас пришли на это заседание в надежде узнать, какова будет реакция Эйнштейна на новейший этап развития теории — этап, который, по нашему мнению, принес удовлетворительное разъяснение проблем, впервые выдвинутых с такой проницательностью самим Эйнштейном. Во время дискуссий тема была освещена докладами со многих сторон; в частности, были доложены и соображения, изложенные на предыдущих страницах. Эйнштейн же выразил свою глубокую тревогу по поводу того, что в квантовой механике так далеко отошли от причинного описания в пространстве и времени.

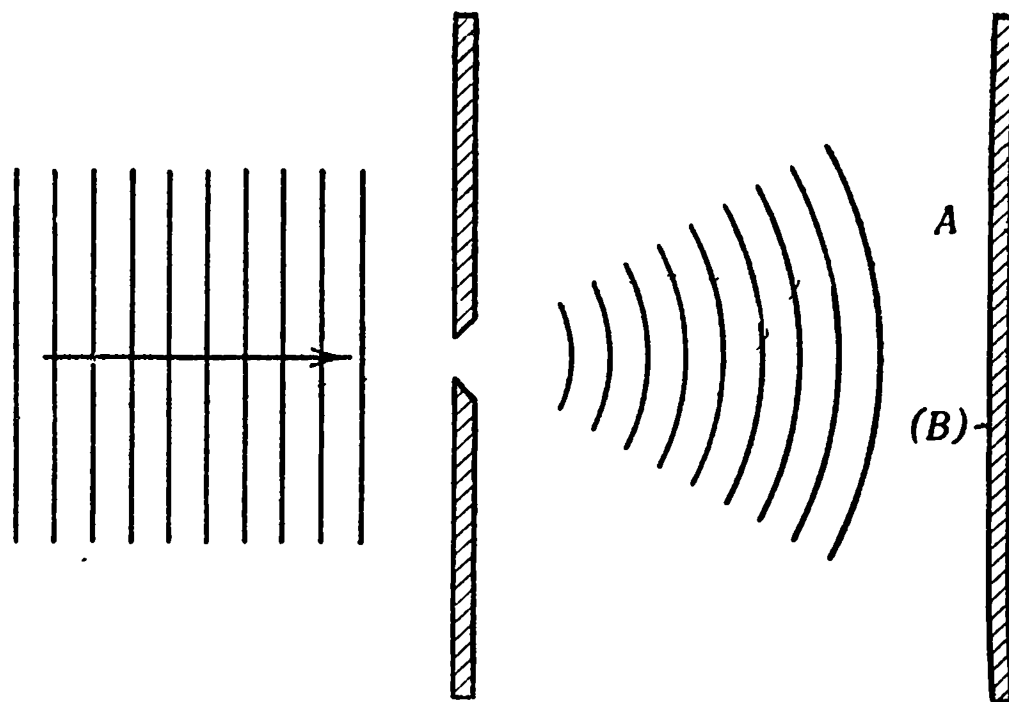


Рис. 1

Чтобы пояснить свою точку зрения, Эйнштейн привел на одном из заседаний[9] простой пример частицы (электрона или фотона), проникающей через отверстие или узкую щель в экране, за которым на некотором расстоянии поставлена фотографическая пластинка (рис. 1). Благодаря тому, что связанная с движением частицы волна претерпевает дифракцию (на рисунке эта волна изображена тонкими линиями), при этих условиях нельзя с уверенностью предсказать, в какой точке электрон попадет на фотографическую пластинку: можно только вычислить вероятность обнаружить электрон на опыте в некоторой заданной части пластинки. С таким описанием процесса связано одно кажущееся затруднение, которое сильно смущало Эйнштейна. Это затруднение состоит в следующем: если на опыте электрон был зарегистрирован в точке A пластинки, то тем самым совершенно исключается возможность наблюдать какое-либо действие этого электрона в другой точке B, хотя законы обычного распространения волн не допускают какой-либо корреляции между двумя такими событиями.

Точка зрения Эйнштейна вызвала в более тесном кругу горячие споры. Самое живое и стимулирующее участие принимал в этих спорах и Эренфест, который много лет был связан с нами обоими тесной дружбой. Разумеется, все мы поняли, что в приведенном выше примере положение не представляет аналогии статистическому рассмотрению сложных механических систем. Положение это скорее напоминало то, которое явилось предпосылкой для выводов, сделанных ранее самим Эйнштейном об определенной направленности индивидуальных излучательных эффектов, выводов, стоящих в столь резком противоречии с простой волновой картиной (ср. стр. 403). Центральным вопросом, вокруг кото-

[9] A. Einstein. Institut International de Physique Solvay, Rapport et discussions du 5e Conseil. Paris, 1928, p. 253 (см. перевод: А. Эйнштейн. Собр. научн. трудов, т. 3, стр. 528. — *Прим. ред.*).

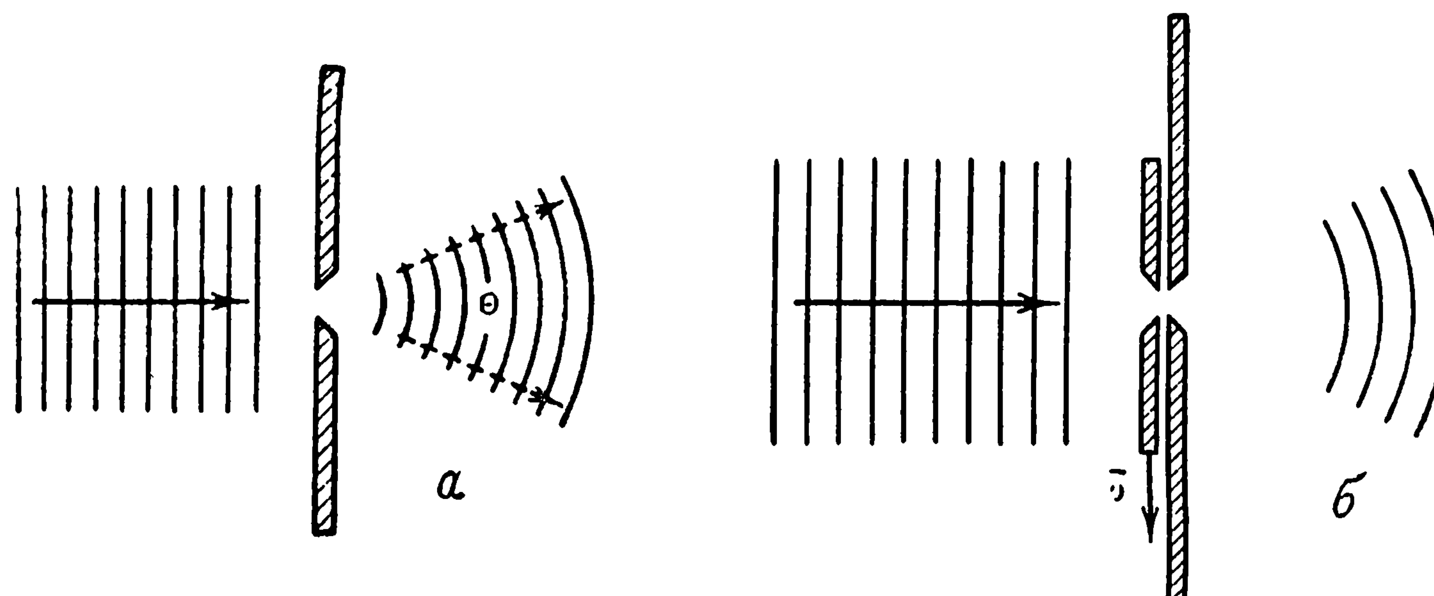


Рис. 2

рого шел спор, был вопрос о том, исчерпывает ли квантовомеханическое описание то, что можно действительно наблюдать, или же, как настаивал Эйнштейн, анализ можно вести дальше; и нельзя ли в последнем случае достигнуть более полного описания явлений путем учета детального баланса энергии и количества движения в элементарных процессах.

Для пояснения хода мыслей Эйнштейна в его рассуждениях укажем здесь на некоторые простые особенности баланса количества движения и энергии в связи с определением положения частицы в пространстве и времени. Для этого мы рассмотрим простой случай частицы, проникающей через отверстие в диафрагме, причем отверстие или всегда открыто (рис. 2, *а*), или же может открываться и закрываться при помощи затвора (рис. 2, *б*). Параллельные равноотстоящие линии на левой стороне рисунка изображают последовательность плоских волн, соответствующую состоянию движения частицы, которая до прохода через диафрагму имеет количество движения P, связанное с волновым числом σ вторым соотношением (1). Благодаря дифракции волн при проходе через отверстие состояние движения частицы справа от диафрагмы изображается последовательностью сферических волн с определенным углом раствора θ, в случае рис. 2, *б* последовательность эта ограничена также и в радиальном направлении. Следовательно, описание этого состояния содержит неопределенность Δp составляющей количества движения частицы, параллельной плоскости диафрагмы; в случае диафрагмы с затвором имеется также неопределенность ΔE в кинетической энергии частицы.

Так как неопределенность Δq в положении частицы на плоскости диафрагмы измеряется радиусом отверстия a и так как $\theta \approx 1/\sigma a$, то, применяя (1), мы получаем как раз $\Delta p \approx \theta P \approx h \Delta q$ в согласии с соотношением неопределенностей (3). Этот результат можно было бы получить и непосредственно, если учесть пространственную ограниченность волнового поля в том месте, где находится отверстие. Вследствие этого обстоятельства составляющая волнового числа, параллельная плоскости диаф-

рагмы, определена лишь внутри промежутка шириной $\Delta\sigma \approx \frac{1}{a} \approx \frac{1}{\Delta q}$. Подобно этому ширина разброса частот гармонических составляющих в ограниченной последовательности волн на рис. 2, *б* равна, очевидно, $\Delta\nu \approx 1/\Delta t$, причем Δt означает промежуток времени, в течение которого затвор оставляет отверстие открытым; тем самым Δt представляет неопределенность в моменте прохождения частицы сквозь диафрагму. Отсюда по формуле (1) мы получим

$$\Delta E \cdot \Delta t \approx h, \qquad (4)$$

опять-таки в согласии с уравнением (3) для обеих сопряженных переменных E и t.

С точки зрения законов сохранения происхождение таких неопределенностей (входящих в описание состояния частицы после прохождения ее сквозь диафрагму) можно отнести на счет возможности обмена количеством движения и энергией с диафрагмой или же с затвором. В системе отсчета, которая рассматривается на рис. 2, *а* и *б*, скоростью диафрагмы можно пренебречь; тогда нужно будет принимать во внимание один только обмен количеством движения между частицей и диафрагмой. Но затвор, который держит отверстие открытым в течение времени Δt, движется со значительной скоростью $v = a/\Delta t$. Поэтому с переносом количества движения Δp будет связан и обмен энергией с частицей, равный

$$v\Delta p \approx \frac{\Delta q \Delta p}{\Delta t} \approx \frac{h}{\Delta t},$$

т. е. точно такого же порядка величины, как и неопределенность в энергии ΔE, получаемая из (4), так что закон сохранения количества движения и энергии будет соблюдаться.

Задача, поставленная Эйнштейном, состояла в том, чтобы выяснить, до какой степени контроль над переносом количества движения и энергии (переносом, связанным с определением положения частицы) может быть использован для более детального описания состояния частицы после ее прохождения через дырку. При этом мы должны иметь в виду следующее. До сих пор диафрагма и затвор считались точно связанными с пространственно-временной системой отсчета, так что положение и движение их в этой системе считались точно известными. Такое предположение означает существенную неопределенность в энергии и количестве движения этих тел, которая, впрочем, может и не влиять заметным образом на скорости, если только диафрагма и затвор достаточно тяжелы. Однако как только мы захотим узнать количество движения и энергию этих частей измерительного прибора с такой точностью, которая была бы достаточной для контролирования обмена количеством движения и энергией с исследуемой частицей, дело изменится. Мы потеряем тогда — в согласии с общими соотношениями неопределенностей — возможность точ-

ного определения положения диафрагмы и затвора в пространстве и времени. Поэтому мы должны проследить, до какой степени это обстоятельство повлияет на предполагаемое использование всей установки, и как раз этот кардинальный пункт и выявляет, как мы увидим, дополнительный характер явлений.

Возвращаясь на минуту к случаю простой установки, изображенной на рис. 1, заметим, что мы еще не уточняли, для чего она должна служить. В самом деле, невозможность более точно предсказать место попадания частицы на фотографическую пластинку логически вытекает из аппарата квантовой механики только в том случае, если предположить, что диафрагма и пластинка имеют точно определенные положения в пространстве. Если же допустить достаточно большую неточность в знании положения диафрагмы, то в принципе возможно проконтролировать передачу количества движения на диафрагму и тем самым сделать более точные предсказания относительно направления пути электрона от дырки до точки встречи с пластинкой. С точки зрения квантовомеханического описания мы имеем здесь дело с системой двух тел, состоящей из диафрагмы и частицы. Непосредственное применение законов сохранения к системе именно такого рода встречается при изучении эффекта Комптона; например, наблюдение отдачи электрона при помощи камеры Вильсона дает нам возможность предсказать, в каком направлении будет наблюдаться рассеянный фотон.

В ходе дискуссий важность такого рода рассуждений была освещена на очень интересном примере установки, в которой между экраном со щелью и фотографической пластинкой поставлен второй экран с двумя параллельными щелями, как показано на рис. 3. Если параллельный пучок электронов (или фотонов) падает слева на первую диафрагму, то при обычных условиях опыта мы будем наблюдать на фотопластинке интерференционную картину, изображенную штриховкой на правой стороне рисунка (вид фотопластинки спереди). При интенсивном облучении эта картина складывается путем накопления многочисленных единичных процессов, причем каждый из них дает по одному маленькому пятну на фотографической пластинке. Распределение этих пятен следует простому закону, который выводится из волнового анализа. Такое же распределение должно получаться и из статистики по большому числу опытов, произведенных с облучением столь слабым, что при каждой отдельной экспозиции до пластинки дойдет только один электрон (или фотон), который и проявится в одной-единственной точке, как это показано звездочкой на рисунке. В этом случае следует ожидать, что импульс, сообщенный первой диафрагме, будет различным в зависимости от того, пройдет ли электрон сквозь верхнюю или сквозь нижнюю щель второй диафрагмы (см. пунктирные стрелки на рис. 3). Опираясь на это, Эйнштейн указал, что контроль над переданным импульсом позволил бы произвести более

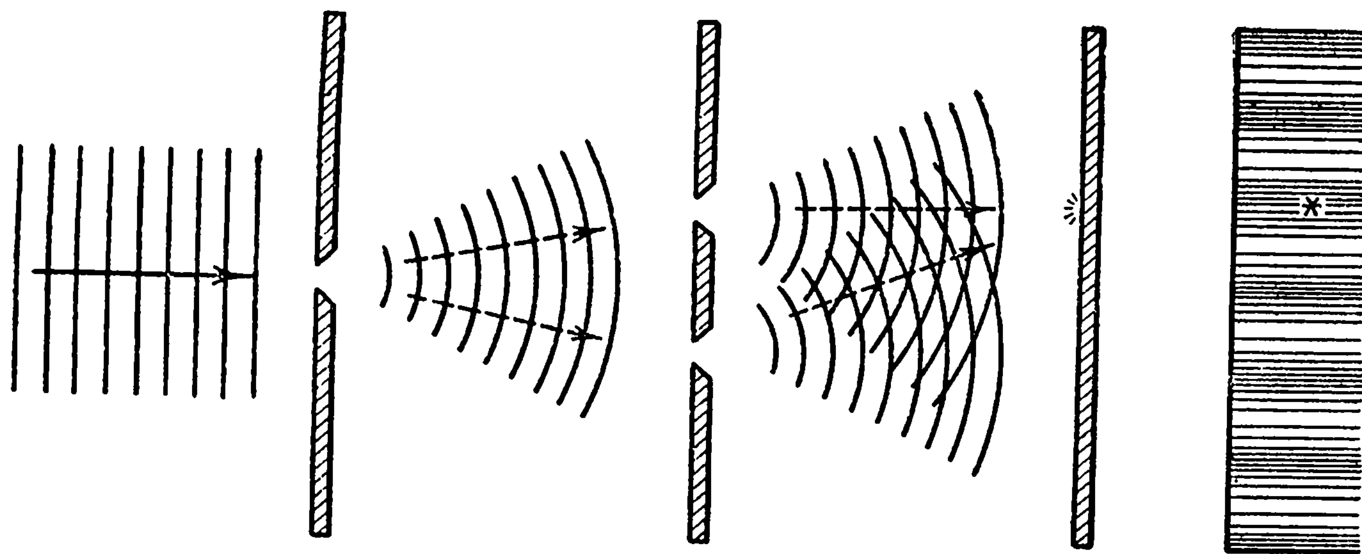


Рис. 3

подробный анализ процесса и, в частности, дал бы возможность решить, через которую из двух щелей прошел электрон перед тем, как попасть на пластинку.

Более тщательное рассмотрение показало, однако, что предложенный контроль над передачей количества движения невозможен без неточности в знании положения диафрагмы, неточности, исключающей возникновение интерференционных явлений. Действительно, если ω означает малый угол между предполагаемыми путями частицы через верхнюю и через нижнюю щели, то разность между переданными импульсами в обоих случаях будет согласно (1) равна $\hbar\sigma\omega$ и всякий контроль над количеством движения диафрагмы с точностью, достаточной для измерения этой разности, повлечет за собой неточность в определении положения диафрагмы по крайней мере порядка $1/\sigma\omega$ согласно соотношению неопределенностей. Если диафрагма с двумя щелями поставлена посередине между первой диафрагмой и фотопластинкой, как на рис. 3, то видно, что число полос на единицу длины как раз равно $\sigma\omega$, а так как неопределенность $1/\sigma\omega$ в положении первой диафрагмы вызывает такую же неопределенность в положении полос, то, следовательно, никакой интерференции произойти не может. Такой же результат получается, как легко можно показать, для любого другого положения второй диафрагмы между первой диафрагмой и пластинкой; то же самое получилось бы, если бы для контроля (с указанной выше целью) над передачей импульса употреблялась не первая диафрагма, а вторая или же фотопластинка.

Этот пункт логически очень важен, так как только то обстоятельство, что мы стоим перед выбором *или* следить за траекторией частицы, *или же* наблюдать интерференцию, позволяет нам избежать парадоксального вывода о том, что поведение электрона или фотона должно зависеть от наличия в экране щели, сквозь которую он заведомо не проходил. Мы имеем здесь типичный пример того, как дополнительные явления протекают при взаимно исключающих друг друга экспериментальных условиях (стр. 407); при анализе квантовых эффектов мы стоим перед невозмож-

ностью провести резкую границу между поведением атомных объектов самих по себе и их взаимодействием с измерительными приборами, которые определяют самые условия возникновения явлений.

Наши разговоры о той позиции, которую следует занять перед лицом новой ситуации в области анализа и синтеза опытов, естественно, коснулись многих вопросов философского порядка, но при всем различии в нашем подходе и в наших мнениях споры воодушевлялись духом юмора. Со своей стороны, Эйнштейн насмешливо спрашивал нас, неужели мы действительно верим, что божественные силы прибегают к игре в кости («...ob der liebe Gott würfelt»), а я на это отвечал, что уже мыслители древности указывали на необходимость величайшей осторожности в присвоении провидению атрибутов, выраженных в понятиях повседневной жизни. Я вспоминаю также, как в самый разгар спора Эренфест, со свойственной ему милой манерой поддразнивать своих друзей, шутливо указал на очевидную аналогию между позицией Эйнштейна и той позицией, которую занимают противники теории относительности. Но тотчас же Эренфест добавил, что он не обретет душевного покоя до тех пор, пока не будет достигнуто согласие с Эйнштейном.

*

Сомнения Эйнштейна и его критика дали нам всем чрезвычайно ценный толчок к тому, чтобы вновь рассмотреть различные аспекты той ситуации, с которой мы сталкиваемся при описании атомных явлений. Я был рад воспользоваться этим поводом, чтобы еще отчетливее выяснить роль измерительных приборов; и для того, чтобы возможно яснее и нагляднее показать взаимно исключающий характер условий опытов, при которых возникают дополнительные явления, я попробовал тогда набросать различные приборы в псевдореалистическом стиле, примеры которого показаны на приведенных здесь рисунках. Для изучения такого явления интерференции, как на рис. 3, естественно использовать экспериментальную установку, изображенную на рис. 4. Здесь неподвижные части прибора (диафрагмы и подставка для пластинки) закреплены шурупами на общей доске. В такой установке наше знание относительных положений диафрагм и пластинки обеспечивается жестким креплением их, но благодаря ему здесь, очевидно, невозможно контролировать перенос количества движения от частицы к различным частям прибора. Единственная при такой установке возможность убедиться, что частица прошла через одну определенную щель во втором экране, состоит в том, чтобы закрыть другую щель затвором, как показано на рис. 4. Но если щель закрыта, то, конечно, не может возникнуть и интерференция, и мы будем наблюдать на пластинке сплошное распределение, как и в случае одной неподвижной диафрагмы на рис. 1.

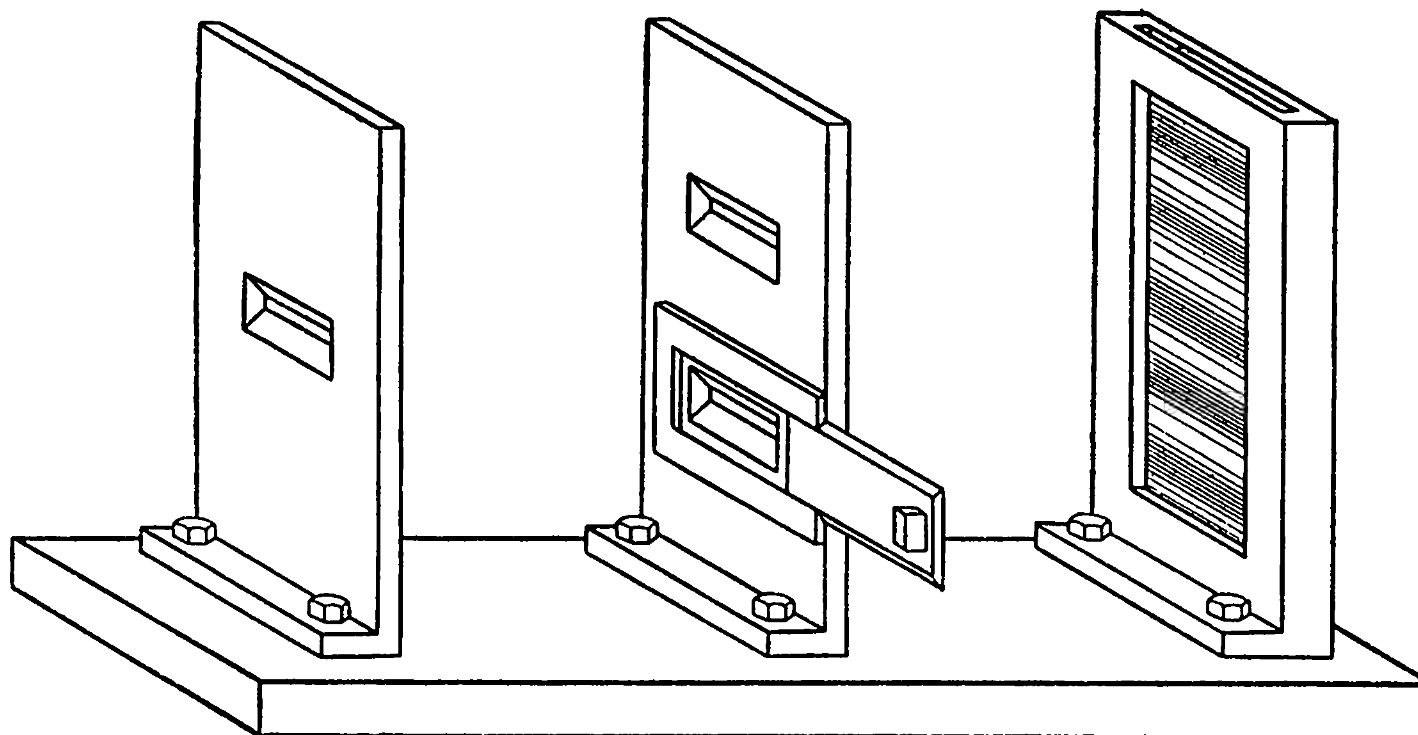


Рис. 4

При изучении явлений, для описания которых необходимо знание детального баланса количества движения, очевидно, нужно допустить, чтобы некоторые части всего прибора могли свободно двигаться (независимо друг от друга). На рис. 5 изображен такой прибор, в котором экран со щелью подвешен на твердом ярме при помощи слабых пружинок. Ярмо привинчено к той же доске, на которой укреплены и остальные неподвижные части установки. С помощью шкалы на экране и стрелки на стойках ярма можно изучать движение экрана в той мере, в какой это нужно для оценки количества движения, перенесенного на экран. Это позволяет судить о том отклонении, которое испытывает частица при прохождении через щель. Но так как всякий отсчет по шкале, каким бы образом он ни был произведен, влечет за собой неконтролируемое изменение количества движения экрана, то в согласии с принципом неопределенности всегда будет существовать обратное взаимоотношение между точностью нашего знания положения щели и точностью контроля количества движения.

В таком же полусерьезном стиле рис. 6 показывает экспериментальную установку, пригодную для изучения явлений, которые — в противоположность только что рассмотренным — требуют также и координации во времени. Установка состоит из прибора, в котором затвор жестко соединен с солидными часами, обладающими сильной пружиной; часы закреплены на той же доске, где стоит и экран. Кроме часов и экрана на той же доске должны быть закреплены и другие части аналогичного назначения, приводимые в действие либо тем же часовым механизмом, либо другими синхронными с ним часами. Рисунок должен подчеркнуть тот факт, что часы представляют собой машину, работа которой может быть полностью описана средствами обычной механики, причем ни отсчет положения стрелок, ни взаимодействие между атомной частицей и отдель-

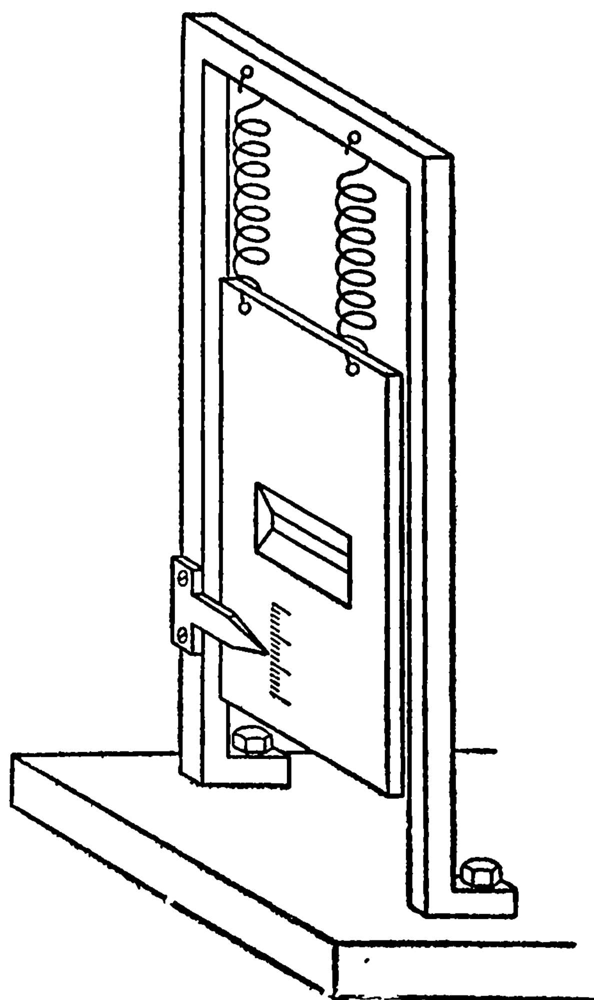


Рис. 5

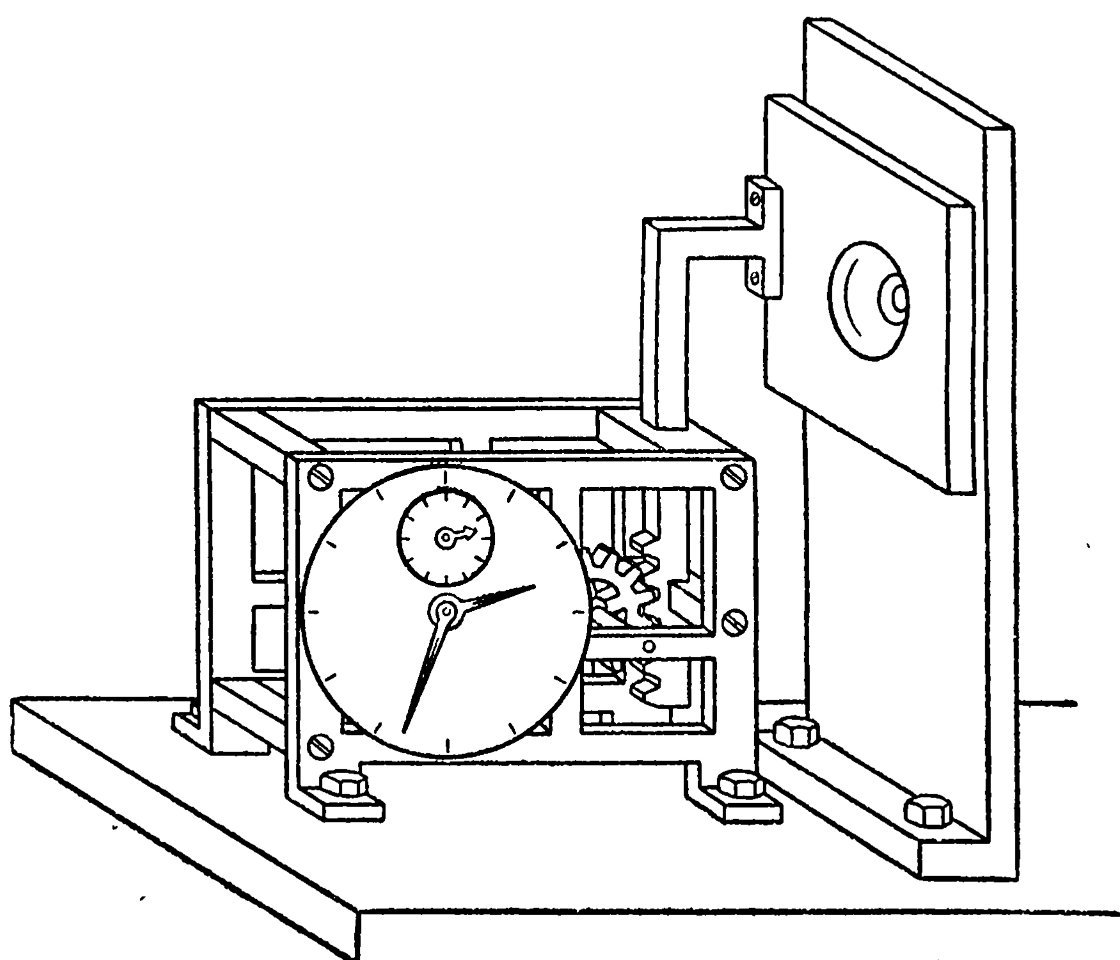


Рис. 6

ными частями этой машины не оказывают на ее работу никакого влияния. Поскольку прибор такого типа может осуществлять открывание дырки в определенный момент, он мог бы, например, служить для точного измерения времени, которое требуется электрону или фотону, чтобы дойти от диафрагмы до какого-нибудь другого места, но очевидно, что он не дает возможности измерять передачу энергии на затвор и тем самым выводить заключения об энергии частицы, пролетевшей через диафрагму. Совершенно ясно, что если нас интересуют такого рода заключения, то мы должны будем пользоваться установкой, в которой механизм затвора уже не может служить точными часами; в этой установке определение момента, в который дырка была открыта, содержит неточность, связанную с неточностью в измерении энергии общей формулой (4).

Рассмотрение таких более или менее осуществимых установок и их более или менее фиктивного употребления оказалось чрезвычайно поучительным благодаря тому, что оно направило внимание на самые существенные черты рассматриваемых проблем. При этом главным пунктом является проведение различия между изучаемыми *объектами* и *измерительными приборами*, которые служат для того, чтобы можно было на языке классической физики фиксировать условия, в каких наблюдаются явления.

Упомянем здесь, что опыты, в которых предполагается измеримым перенос количества движения и энергии от атомных частиц к тяжелым

телам вроде диафрагм и затворов, едва ли выполнимы практически. Однако это обстоятельство не умаляет их значения как иллюстрации тех общих положений, о которых шла речь выше. Решающим является здесь то, что в такого рода опытах тела, участвующие в обмене количеством движения и энергией с частицами, входят наряду с ними в состав системы, к которой следует применять формальный аппарат квантовой механики. Что касается спецификации условий, необходимых для однозначного применения этого формального аппарата, то здесь важно то, что эти условия должны характеризовать *всю установку в целом*. В самом деле, присоединение какой-либо новой части прибора, например зеркала, поставленного на пути частицы, вызвало бы новые интерференционные явления, каковые могут существенно повлиять на предсказания возможных результатов, которые в конце концов регистрируются.

Отказ от наглядного представления атомных явлений обусловлен невозможностью подразделить их и тем самым проследить их более детально. Масштабы этого отказа прекрасно иллюстрируются следующим примером, на который Эйнштейн обратил наше внимание с самого начала и к которому он часто возвращался. Пусть на пути фотона помещено полупрозрачное зеркало, предоставляющее ему для направления его дальнейшего распространения две возможности. Тогда фотон может быть зарегистрирован на одной и только на одной из двух фотографических пластинок, находящихся на большом расстоянии друг от друга на упомянутых направлениях; если же мы заменим пластинки зеркалами, то мы сможем наблюдать явления, показывающие, что обе отраженные волны интерферируют. При всякой попытке наглядно представить себе поведение фотона мы, стало быть, встретились бы со следующим затруднением: с одной стороны, мы должны были бы сказать, что фотон всегда выбирает *один* из двух путей, с другой стороны, он ведет себя так, как если бы он пошел по *обоим* путям сразу.

Такого рода аргументы как раз и напоминают о невозможности подразделять квантовые явления; они вскрывают также неоднозначность, присущую наделению атомных объектов обыкновенными физическими качествами. В особенности нужно себе уяснить следующее. Если не считать описания пространственного размещения частей прибора и их действия во времени, то всякое однозначное применение пространственно-временных представлений к описанию атомных явлений сводится к регистрации наблюдений, относящихся к следам на фотопластинке или к аналогичным практически необратимым усилительным эффектам, как, например, образование капельки воды вокруг иона в камере Вильсона. Правда, свойства материалов, из которых построены измерительные приборы и которые обеспечивают работу регистрирующих устройств, сами обусловлены в конечном счете существованием кванта действия. Но это обстоятельство не является существенным для проблемы адекватности

и полноты квантовомеханического описания в том ее аспекте, которым мы здесь занимались.

Эти проблемы подверглись всестороннему и поучительному обсуждению на Сольвеевском конгрессе[10], на том же заседании, на котором Эйнштейн выдвинул свои общие возражения. По этому поводу возник также интересный спор о том, как следует говорить о появлении таких явлений, о которых можно дать предсказания лишь статистического характера. Спор шел вокруг вопроса, следует ли применять к осуществлению отдельного эффекта (из числа возможных) терминологию, предложенную Дираком, согласно которой мы имеем дело с выбором со стороны «природы», или же мы должны говорить, как это предложил Гейзенберг, о выборе со стороны «наблюдателя», построившего измерительные приборы и сделавшего отсчет результатов. Любая такая терминология представляется, однако, сомнительной; в самом деле, с одной стороны, едва ли допустимо приписывать природе волю в обычном смысле, а с другой стороны, наблюдатель никак не может повлиять на события, которые протекают при созданных им условиях. По моему мнению, у нас нет никакого другого выхода, как признать, что в этой области физики мы имеем дело с элементарными (неделимыми) явлениями и что все, что мы можем сделать при помощи различных измерительных приборов, сводится к выбору между различными дополнительными типами явлений, которые мы хотим исследовать.

Затронутые здесь проблемы теории познания разобраны подробнее в моей статье в юбилейном номере «Naturwissenschaften», выпущенном по поводу 70-летия со дня рождения Планка в 1929 г. Эта статья содержит также сравнение между тем уроком, который был извлечен из открытия универсального кванта действия, и теми выводами из существования конечной скорости света, которые были сделаны Эйнштейном, чья новаторская работа так сильно прояснила основные принципы естествознания. Благодаря особому упору на зависимость всех явлений от системы отсчета теория относительности указала совершенно новые пути для установления общих физических законов в беспримерно широкой области. В теории квантов, говорилось в статье, логическое уяснение неизвестных ранее фундаментальных закономерностей, управляющих атомными процессами, приводит к признанию того, что нельзя провести резкое разграничение между независимым поведением объектов и их взаимодействием с измерительными приборами, определяющими систему отсчета.

В этом отношении квантовая механика ставит нас перед новой ситуацией в области физики. Я указал, однако, что во многих других областях человеческого знания и человеческой деятельности мы встреча-

[10] Institut International de Physique Solvay. Rapport et discussions du 5e Conseil, Paris, 1928, p. 248.

емся в отношении анализа и синтеза опыта с ситуацией, которая представляет близкую аналогию с описанной выше. Как известно, многие из затруднений, встречающихся в психологии, возникают из-за того, что при анализе различных аспектов психической жизни граница между объектом и субъектом проводится в различных местах. В самом деле, такие слова, как «мысли» и «чувства», одинаково необходимые для описания объема и богатства сознательной жизни, употребляются в дополнительном смысле, подобно тому как в атомной физике употребляются пространственно-временная координация, с одной стороны, и динамические законы сохранения, с другой. Точная формулировка таких аналогий связана, конечно, с терминологическими трудностями, и точка зрения автора, пожалуй, всего яснее выражается в имеющемся в статье указании на взаимно исключающее соотношение, которое всегда существует между практическим применением слова и попыткой его точного определения. Рассуждения эти возникли отчасти в надежде повлиять на позицию Эйнштейна, но главная их цель состояла в том, чтобы обратить внимание на возможность рассмотрения общих проблем теории познания в свете того урока и тех знаний, которые дало нам изучение новых, но по существу простых физических закономерностей.

*

При следующей встрече с Эйнштейном на Сольвеевской конференции 1930 г. наши дискуссии приняли совсем драматический характер. Мы видели, что если назначение измерительных приборов состоит в том, чтобы определять пространственно-временные рамки явлений, то контроль над обменом количеством движения и энергией между объектами и приборами исключается. В качестве возражения против этой точки зрения Эйнштейн выдвинул довод, что такой контроль якобы возможен, если принимать во внимание требования теории относительности. В частности, общая зависимость между энергией и массой, выраженная знаменитой формулой Эйнштейна

$$E = mc^2, \quad (5)$$

якобы позволяет измерить полную энергию системы при помощи простого взвешивания и таким образом в принципе контролировать энергию, перенесенную на систему за время ее взаимодействия с атомным объектом.

В качестве подходящей для этого установки Эйнштейн предложил прибор, схема которого набросана на рис. 7. Он состоит из ящика с отверстием в одной из стенок, причем отверстие можно открывать или закрывать затвором, приводимым в движение при помощи часового механизма, помещенного внутри ящика. Пусть вначале ящик содержит излучение, а часы отрегулированы так, что в определенный момент их меха-

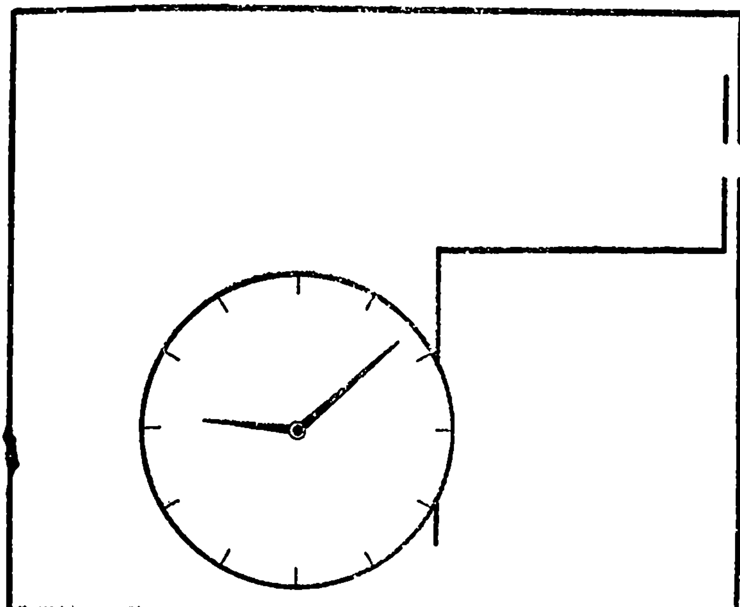


Рис. 7

низм открывает затвор на очень короткое время. Таким устройством можно было бы достигнуть того, что в момент времени, который будет известен с любой желаемой точностью, через отверстие пройдет один-единственный фотон. Но, кроме того, взвешивая ящик до и после этого события, казалось бы, можно измерить энергию фотона с любой желаемой точностью — в прямом противоречии с квантовомеханическим соотношением неопределенности для энергии и времени.

Это возражение означало серьезный вызов и заставило заново продумать всю проблему. Результатом дискуссии, выяснению которого деятельно содействовал и сам Эйнштейн, был, однако, тот вывод, что возражение несостоятельно. При ближайшем рассмотрении выяснилась необходимость тщательнее исследовать следствия, вытекающие из отождествления инертной и тяготеющей массы, предполагаемого в применениях уравнения (5). В частности, необходимо было принять во внимание зависимость между ходом часов и их положением в поле тяготения, — зависимость, хорошо известную из красного смещения линий в спектре солнца и следующую из принципа Эйнштейна об эквивалентности действий силы тяжести и явлений, наблюдаемых в ускоренных системах отсчета.

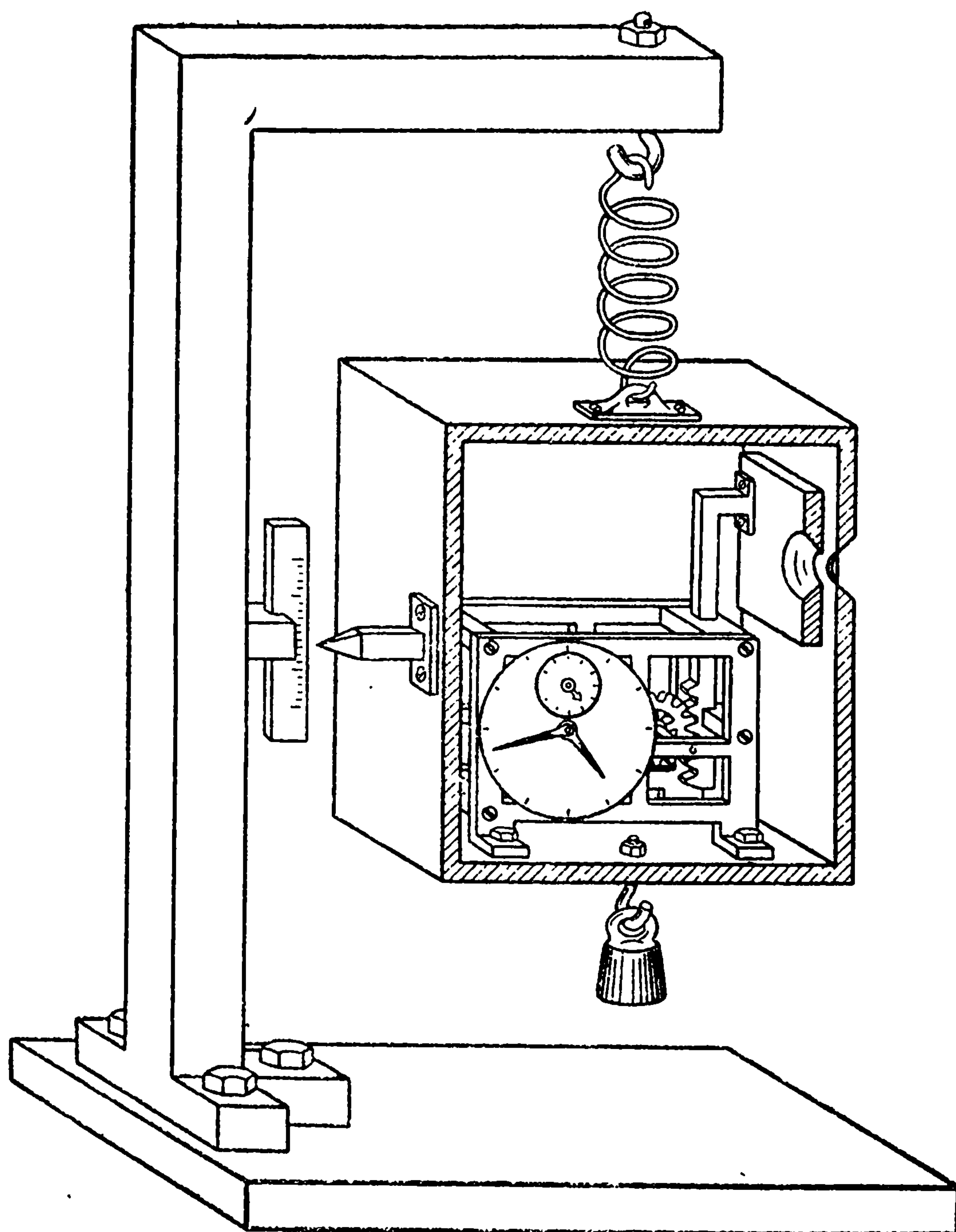


Рис. 8

Наша дискуссия сконцентрировалась на возможностях применения прибора, составной частью которого является установка, предложенная Эйнштейном. Такой прибор изображен на рис. 8 в том же псевдореалистическом стиле, как и некоторые из рисунков, приведенных раньше. Ящик, изображенный в разрезе, чтобы видно было его внутреннее устройство, подвешен на пружинных весах; положение ящика можно при помощи стрелки отсчитывать на шкале, укрепленной на подставке весов. Тогда взвешивание ящика можно произвести с любой заданной точностью Δm, устанавливая весы в нулевом положении при помощи соответствующих гирь. Но дело в том, что всякое определение этого положения с заданной точностью Δq влечет за собой неопределенность Δp в значении количества движения ящика, причем Δp связано с Δq уравнением (3).

Эта неопределенность, очевидно, должна опять-таки быть меньше, чем полное количество движения, которое может быть передано полем тяготения телу с массой Δm, в течение всего времени T, занятого процессом взвешивания; отсюда следует

$$\Delta p \approx \frac{h}{\Delta q} < Tg\Delta m, \qquad (6)$$

где g — ускорение силы тяжести. Чем точнее выполнен отсчет q по указателю, тем продолжительнее должно быть время взвешивания T, если нужно получить заданную точность Δm при взвешивании ящика с содержимым.

С другой стороны, по общей теории относительности часы, передвинутые в направлении силы тяготения на величину Δq, изменят свой ход таким образом, что их показание на протяжении промежутка времени T отклонится на величину ΔT, заданную уравнением

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{1}{c^2} g\Delta q. \qquad (7)$$

Поэтому, сравнивая (6) и (7), мы видим, что после взвешивания наши знания показаний часов содержат неопределенность

$$\Delta T = \frac{h}{c^2 \Delta m}.$$

Вместе с (5) эта формула приводит к соотношению

$$\Delta T \Delta E > h$$

в согласии с принципом неопределенности. Вследствие этого употребление прибора как средства для точного измерения энергии фотона помешает нам установить точный момент его вылета.

Эта дискуссия, так ярко показавшая силу и последовательность релятивистских аргументов, подчеркнула еще раз необходимость различать, при изучении атомных объектов, между собственно измерительными приборами, служащими для определения системы отсчета, и теми частями прибора, которые нужно рассматривать как объекты исследования и при описании коих нельзя пренебрегать квантовыми эффектами. Несмотря на столь убедительное подтверждение логичности и широты квантовомеханического способа описания, Эйнштейн тем не менее выразил мне в последующем разговоре свое чувство неудовлетворенности тем, что, как ему кажется, нам недостает таких твердо установленных принципов для описания природы, с которыми все могли бы согласиться. Исходя из своей точки зрения, я мог только ответить, что, задавшись целью навести порядок в совершенно новой области знаний, мы едва ли можем полагаться на какие-либо старые принципы, хотя бы и очень общие. Единственным обязательным требованием является отсутствие логических противоречий, но как раз в этом отношении математический аппарат квантовой механики удовлетворяет самым жестким условиям.

Сольвеевский конгресс 1930 г. был последним случаем, когда в наших дискуссиях с Эйнштейном мы могли воспользоваться присутствием Эренфеста, подзадоривавшего нас к спору и вместе с тем выступавшего в качестве посредника. Но незадолго до своей трагической смерти в 1933 г. он говорил мне, что Эйнштейн далеко не удовлетворен и что со свойственной ему проницательностью подметил новые аспекты ситуации, укрепляющие его критическую позицию. Действительно, Эйнштейн, исследуя возможности применения взвешивающей установки, придумал другую процедуру, которая обостряла парадоксы настолько, что их логическое разрешение на первый взгляд не представлялось возможным (процедуру эту Эйнштейн придумал, впрочем, имея в виду другие применения, оказавшиеся невыполнимыми). Так, Эйнштейн указал на то, что после предварительного взвешивания ящика с часами и последующего вылета фотона всегда еще останется выбор: или повторить процесс взвешивания, или же открыть ящик и сравнить показания часов с лабораторной шкалой времени. Таким образом, на этой стадии опыта мы еще можем выбрать, хотим ли мы сделать заключение об энергии фотона или же о моменте времени, когда фотон покинул ящик. Не оказывая какого-либо влияния на фотон между его вылетом из ящика и его последующим взаимодействием с надлежащими измерительными приборами, мы можем сделать точные предсказания *или* о моменте его прибытия, *или же* о количестве энергии, освобожденной благодаря его поглощению. Но так как согласно квантовой механике задание состояния изолированной частицы не может содержать одновременно вполне определенное соответствие со шкалой времени и точное фиксирование энергии, то может

показаться, что аппарат квантовой механики не дает средств для надлежащего описания действительности.

И на этот раз проницательный ум Эйнштейна выявил особый аспект того положения вещей, с каким мы встречаемся в квантовой теории, — аспект, ярко показывающий, насколько далеко мы отошли от привычных объяснений явлений природы. Тем не менее я не мог согласиться с тенденцией его замечаний, как они мне были переданы Эренфестом. По моему мнению, если мы имеем логически непротиворечивый математический аппарат физической теории, то единственный способ доказать его несостоятельность заключается в том, чтобы показать, что его следствия расходятся с опытом или что его предсказания не исчерпывают того, что может наблюдаться на опыте. Аргументация же Эйнштейна не приводит ни к тому, ни к другому. В самом деле, мы должны уяснить себе, что в рассматриваемой задаче мы имеем дело не с *одной* определенной экспериментальной установкой, но фактически с *двумя* взаимно исключающими друг друга установками. В одной из них весы вместе с другими приборами, например спектрометром, служат для изучения переноса энергии фотоном; во второй установке затвор, регулированный по лабораторным часам, а также другие аналогичные приспособления, синхронизированные с этими часами, служат для того, чтобы измерять время, нужное фотону, чтобы пройти данный отрезок пути. В обоих случаях следует ожидать (как это принимал и Эйнштейн), что наблюдаемые эффекты будут вполне соответствовать предсказаниям теории.

Эта задача вновь подчеркивает необходимость рассматривать *всю* экспериментальную установку, точная спецификация которой существенна для возможности однозначного применения аппарата квантовой механики. Попутно можно к этому добавить, что парадоксы такого же рода, как рассмотренные Эйнштейном, возникают и в таких простых установках, как показанная на рис. 5. Ведь после предварительного измерения количества движения экрана нам еще предоставлен в принципе выбор, хотим ли мы после прохода электрона или фотона сквозь щель повторить измерение количества движения или же мы хотим определить положение экрана. В зависимости от того, что мы выберем, мы сможем делать предсказания относительно тех или иных последующих наблюдений. Заметим здесь еще, что для эффектов, которые можно наблюдать при помощи некоторой определенной экспериментальной установки, очевидно, будет безразлично, установлены ли планы построения приборов или манипулирования с ними заранее или же мы предпочитаем отложить окончательное составление этих планов до более позднего момента, когда частица уже будет на пути от одного прибора к другому.

В квантовомеханическом описании наша свобода конструировать экспериментальную установку и манипулировать с нею находит свое надлежащее выражение в возможности выбирать классические пара-

метры, вводимые в рассмотрение при всяком последовательном применении формального аппарата. Действительно, в этом отношении квантовая механика обнаруживает соответствие с положением вещей в классической физике, причем это соответствие настолько полно, насколько этого можно ожидать, если иметь в виду неделимость квантовых явлений. Выдвинутые Эйнштейном возражения и сомнения сыграли особенно полезную роль в выяснении именно этого обстоятельства, и тем самым они и на этот раз послужили желанным толчком к исследованию самого существа дела.

*

Следующий Сольвеевский конгресс (1933 года) был посвящен проблемам строения и свойств атомных ядер. В этой области как раз в то время были достигнуты большие успехи как благодаря экспериментальным открытиям, так и благодаря новым плодотворным применениям квантовой механики. В связи с этим едва ли нужно напоминать, что новые данные, полученные благодаря изучению искусственного превращения ядер, дали самое прямое подтверждение фундаментальному закону Эйнштейна об эквивалентности массы и энергии; этому закону суждено было оказаться все более и более важным руководящим началом в ядерных исследованиях. Упомянем здесь также, что интуитивная догадка Эйнштейна о тесной зависимости между законом радиоактивных превращений и вероятностными правилами, которым подчинены индивидуальные излучательные эффекты (см. выше, стр. 403), была подтверждена квантовомеханическим объяснением спонтанного распада ядра. Действительно, мы имеем здесь типичный пример статистического способа описания, и дополнительное отношение между сохранением энергии и количества движения, с одной стороны, и локализацией во времени и в пространстве — с другой, резко выступает наружу в известном парадоксе о проникновении частицы сквозь потенциальные барьеры.

Сам Эйнштейн не присутствовал на этом конгрессе, который происходил в эпоху, омраченную трагическим развитием событий в политическом мире; этим событиям суждено было так сильно повлиять и на личную судьбу Эйнштейна и сделать ношу, взятую им на себя на службе человечеству, еще тяжелее. За несколько месяцев перед тем я все же встретил Эйнштейна; это было при моем посещении Принстона, где он тогда был гостем в только что основанном Институте высших знаний, постоянным членом которого он вскоре стал. При этом посещения я имел случай еще раз поговорить с ним о вопросах атомной физики, примыкающих к теории познания, но различия в нашем подходе и в нашем способе выражения мыслей все еще препятствовали взаимному пониманию. До сих пор в описанных здесь дискуссиях принимали участие сравни-

тельно немногие; но вскоре критическая позиция Эйнштейна (к которой присоединился ряд других физиков), занятая им по отношению к воззрениям, принятым в квантовой механике, стала известна более широким кругам благодаря статье [11], опубликованной в 1935 г. Эйнштейном, Подольским и Розеном под заглавием «Можно ли считать, что квантово-механическое описание физической реальности является полным?».

Аргументация этой работы зиждется на критерии, который авторы формулируют следующим образом: «Если мы можем без какого бы то ни было возмущения системы предсказать с достоверностью (т. е. с вероятностью, равной единице) значение некоторой физической величины, то существует элемент физической реальности, соответствующий этой физической величине». Авторы применяют даваемое аппаратом квантовой механики представление состояния системы к тому случаю, когда система состоит из двух частей, взаимодействовавших в течение короткого промежутка времени. Путем изящного анализа следствий, вытекающих из такого предположения, авторы показывают следующее. Существуют такие величины, что их значения не могут быть одновременно фиксированы в представлении одной из подсистем, но тем не менее могут быть предсказаны после измерения над другой подсистемой. На основании своего критерия авторы приходят тогда к заключению, что «квантовая механика не дает полного описания физической реальности», и выражают свое убеждение в том, что должно быть возможным более соответствующее действительности описание явлений. Благодаря своей ясности и, казалось бы, безупречной аргументации работа Эйнштейна, Подольского и Розена вызвала волнение среди физиков и сыграла большую роль в дискуссии об общефилософских вопросах физики. Несомненно, спор идет об очень тонких вопросах, и он очень подходит для того, чтобы обратить внимание, насколько в квантовой механике мы стоим далеко за пределами применимости наглядных картин. Однако можно убедиться, что мы имеем здесь дело с проблемами точно такого же рода, какие выдвигал Эйнштейн на прежних дискуссиях. В статье, опубликованной несколько месяцев спустя [12], я пытался показать, что с точки зрения дополнительности кажущиеся противоречия совершенно устраняются. Ход рассуждений был в основном тот же, как и на предыдущих страницах, но стремление напомнить тогдашние споры пусть послужит извинением тому, что я приведу здесь некоторые отрывки из моей статьи.

После изложения выводов, к которым пришли Эйнштейн, Подольский и Розен на основании своего критерия, я писал: «Однако такого

[11] A. Einstein, B. Podolsky, N. Rosen. Phys. Rev., 1935, 47, 777 (см. перевод: А. Эйнштейн. Собр. научн. трудов, т. 3, стр. 604. — *Прим. ред.*).
[12] N. Bohr. Phys. Rev., 1935, 48, 696 (статья 44).

рода аргументация едва ли годится для того, чтобы подорвать надежность квантовомеханического описания, основанного на стройной математической теории, которая автоматически охватывает все случаи измерения, подобные указанному. Кажущееся противоречие на самом деле вскрывает только существенную непригодность обычной точки зрения натуральной философии для описания физических явлений того типа, с которым мы имеем дело в квантовой механике. В самом деле, конечность взаимодействия между объектом и измерительным прибором, обусловленная самим существованием кванта действия, влечет за собой — вследствие невозможности контролировать обратное действие объекта на измерительный прибор (а это невозможность будет непременно иметь место, если только прибор удовлетворяет своему назначению) — необходимость окончательного отказа от классического идеала причинности и радикальный пересмотр наших взглядов на проблему физической реальности. Как мы увидим ниже, всякий критерий реальности, подобный предложенному упомянутыми авторами, будет — какой бы осторожной ни казалась его формулировка — содержать существенную неоднозначность, если мы станем его применять к действительным проблемам, которые нас здесь интересуют».

По отношению к частной проблеме, рассмотренной Эйнштейном, Подольским и Розеном, я показал затем, что, применяя аппарат квантовой механики к представлению состояния системы из двух взаимодействующих друг с другом атомных объектов, мы приходим к выводам, которые вполне соответствуют тем простым аргументам, какие были приведены выше в связи с дискуссией об экспериментальных установках, пригодных для изучения дополнительных явлений. Известно, что всякая пара q и p канонически сопряженных переменных (координат и импульсов) подчинена правилу некоммутативного умножения, выраженному формулой (2), так что переменные этой пары могут быть фиксированы лишь со взаимной неопределенностью, даваемой формулой (3). Тем не менее разность q_1-q_2 между пространственными координатами двух составных частей системы будет коммутировать с суммой p_1+p_2 соответствующих компонент количества движения; это прямо следует из коммутативности q_1 с p_2 и q_2 с p_1. Поэтому в сложной системе можно точно фиксировать как q_1-q_2, так и p_1+p_2, и, следовательно, для такого состояния системы можно предсказывать значения q_1 или p_1, если q_2 или соответственно p_2 определены прямыми измерениями. Беря в качестве обеих частей системы частицу и диафрагму (как на рис. 5), видно, что возможности определения состояния частицы при помощи измерений над диафрагмой в точности соответствуют ситуации, описанной на стр. 415 и рассмотренной дальше, на стр. 423. Там было указано, что после прохождения частицы сквозь диафрагму у нас остается в принципе свободный выбор: мы можем измерять положение диафрагмы

или же ее количество движения, и в каждом из этих случаев мы можем делать соответствующие предсказания о последующих наблюдениях над частицей. Как мы уже неоднократно подчеркивали, самое важное здесь то, что такие измерения требуют взаимно исключающих экспериментальных установок.

Рассуждения нашей статьи резюмированы в следующем ее отрывке: «С нашей точки зрения, мы видим теперь, что формулировка упомянутого выше критерия физической реальности, предложенного Эйнштейном, Подольским и Розеном, содержит двусмысленность в выражении «без какого бы то ни было возмущения системы». Разумеется, в случае, подобном только что рассмотренному, нет речи о том, чтобы в течение последнего критического этапа процесса измерения изучаемая система подвергалась какому-либо механическому возмущению. Но и на этом этапе речь идет по существу о возмущении *в смысле влияния на самые условия, определяющие возможные типы предсказаний будущего поведения системы.* Так как эти условия составляют существенный элемент описания всякого явления, к которому можно применять термин «физическая реальность», то мы видим, что аргументация упомянутых авторов не оправдывает их заключения о том, что квантовомеханическое описание существенно неполно. Напротив того, как вытекает из наших предыдущих рассуждений, описание может быть охарактеризовано как разумное использование всех возможностей однозначного толкования измерений, совместимого с характерным для квантовых явлений конечным и не поддающимся учету взаимодействием между объектом и измерительными приборами. В самом деле, только взаимное исключение всяких двух экспериментальных манипуляций, которые позволили бы дать однозначное определение двух взаимно дополнительных физических величин, — только это взаимное исключение и освобождает место для новых физических законов, совместное существование которых могло бы, на первый взгляд, показаться противоречащим основным принципам построения науки. Именно эту совершенно новую ситуацию в отношении описания физических явлений мы и пытались характеризовать термином *дополнительность.*

Перечитывая теперь эти строки, я глубоко сознаю неудовлетворительность и неуклюжесть выражения моих мыслей и чувствую, что эти недостатки изложения должны были сильно затруднить понимание хода моих рассуждений. Моя аргументация имела целью выявить неоднозначность, присущую всякой попытке приписать определенные физические атрибуты объектам в тех случаях, когда имеем дело с явлениями, не допускающими резкого разграничения между поведением объектов самих по себе и их взаимодействием с измерительными приборами. Я надеюсь, однако, что настоящее изложение имевших место в прошлом дискуссий с Эйнштейном, столь сильно способствовавших нашему ознакомлению

с положением вещей в атомной физике, сможет дать более ясное представление о том, насколько необходим, в целях восстановления логического порядка в этой области знаний, радикальный пересмотр основных принципов объяснения физических явлений.

Тогдашние воззрения самого Эйнштейна изложены им в статье «Физика и реальность», появившейся в 1936 г. в журнале Франклиновского института [13]. Эйнштейн начинает с чрезвычайно ясного изложения постепенного развития фундаментальных принципов в теориях классической физики и их отношения к проблеме физической реальности. Эйнштейн стоит здесь на той точке зрения, что аппарат квантовой механики должен рассматриваться лишь как средство для описания среднего поведения большого числа атомных систем. Свое отношение к убеждению, согласно которому этот аппарат дает возможность исчерпывающего описания элементарных (индивидуальных) явлений, Эйнштейн выражает в следующих словах: «Такое убеждение, без сомнения, логически возможно и не приводит к противоречиям; однако оно так противно моему научному чутью, что я не могу отказаться от поисков более совершенной системы понятий».

Но даже если не считать такую точку зрения экстравагантной, нужно все же помнить, что она означает отрицание всей изложенной выше аргументации, целью которой было показать, что в квантовой механике мы имеем дело не с произвольным отказом от детального анализа атомных явлений, но с признанием того, что такой анализ *принципиально* исключается. Свойственная квантовым эффектам неделимость ставит нас в отношении понимания результатов опыта, проведенного в точно определенных условиях, перед новой ситуацией, не предусмотренной классической физикой и не совместимой с обычными представлениями, приспособленными для того, чтобы разбираться в опытах обычного типа. Именно в этом отношении пришлось пересмотреть в результате развития квантовой теории основания для применения простейших понятий, и этот пересмотр составил дальнейший шаг в том развитии теории, которое началось с создания теории относительности и которое так характерно для современной науки.

В последующие годы теми сторонами ситуации в атомной физике, которые примыкают к философским вопросам, начали интересоваться все более широкие круги; философские вопросы дискутировались, в частности, на Втором Международном конгрессе единства науки в июле 1936 г. в Копенгагене. В докладе [14], сделанном мною по этому поводу, я пытался прежде всего подчеркнуть аналогию в теоретико-

[13] A. Einstein. J. Franklin Inst., 1936, 221, 349 (см. перевод: А. Эйнштейн. Собр. научн. трудов, т. 4. М., 1967, стр. 200. — *Прим. ред.*).
[14] N. Bohr. Erkenntnis, 1937, 6, 293; Phil. of Sci., 1937, 4, 289 (статья 47).

познавательном отношении между ограничениями, налагаемыми на причинный способ описания в атомной физике, и тем положением, с которым мы встречаемся в других областях. Одной из главных целей таких сравнений было привлечь внимание к тому, что во многих областях знания, представляющих общий интерес, возникают те же по существу проблемы, как и в квантовой механике; тем самым я стремился связать с более привычными понятиями тот на первый взгляд странный способ выражения, какой физики вынуждены были разработать, чтобы справиться со своими трудностями.

Наряду с психологией, где ярко проявляются свойства дополнительности, о чем я уже говорил (стр. 419), примеры таких соотношений можно найти и в биологии, в частности при сравнении между механическим и виталистическим воззрениями. Последний вопрос и его связь с проблемой наблюдения были несколько лет тому назад предметом речи, произнесенной мною на Втором Международном конгрессе по светотерапии в 1932 г. в Копенгагене [15]. В этой речи, между прочим, было указано, что даже психофизический параллелизм в форме, данной Лейбницем и Спинозой, раздвинул свои рамки благодаря развитию атомной физики, которая вынуждает нас в проблеме явлений занять позицию, напоминающую мудрый завет древних: в поисках гармонии в жизни никогда не забывать, что в драме бытия мы являемся одновременно и актерами, и зрителями.

Высказывания такого рода могли, конечно, вызвать у многих впечатление некоего мистицизма, чуждого духу науки; поэтому я попытался в 1936 г. на упомянутом выше съезде устранить такого рода недоразумения и разъяснить, что речь идет единственно о том, чтобы попытаться выяснить для каждой области знаний условия для анализа и синтеза данных, получаемых из опыта. И все-таки я боюсь, что в этом отношении мне не слишком посчастливилось и едва ли удалось убедить моих слушателей: ведь для них тот факт, что расхождение во мнениях наблюдается даже среди физиков, уже сам по себе естественно заставляет сомневаться в необходимости столь далеко идущего отказа от привычных требований, предъявляемых к объяснению явлений природы. И, в частности, во время дискуссии с Эйнштейном, возобновившейся в Принстоне в 1937 г. (которая, впрочем, свелась к полушутливому спору о том, чью сторону принял бы Спиноза, если бы он переживал вместе с нами современное развитие физики), я особенно почувствовал необходимость крайней осторожности во всех вопросах терминологии и диалектики.

Эти аспекты положения дел подробно обсуждались на съезде, организованном в 1938 г. в Варшаве Международным институтом интеллек-

[15] N. Bohr. IIe Congrès International de la Lumière, Copenhague, 1932; Nature, 1933, 131, 421, 457 (статья 38).

туального сотрудничества при Лиге Наций [16]. Предыдущие годы принесли большие успехи в области квантовой физики благодаря ряду фундаментальных открытий, относящихся к строению и свойствам атомных ядер, а также благодаря значительному развитию математического формального аппарата в направлении учета требований теории относительности. В этом отношении гениальная квантовая теория электрона, созданная Дираком, дала поразительный пример силы и плодотворности общего квантовомеханического способа описания. В самом деле, в явлениях рождения и аннигиляции электронно-позитронных пар мы имеем дело с новыми фундаментальными чертами атомной природы материи, которые тесно связаны с неклассическими сторонами квантовой статистики, нашедшими свое выражение в принципе Паули; эти новые черты потребовали еще большего отказа от объяснения явлений на основе наглядных модельных представлений.

Тем временем дискуссия о проблемах теории познания в атомной физике привлекала к себе внимание больше, чем когда-либо, и при комментировании взглядов Эйнштейна относительно неполноты квантовомеханического способа описания мне пришлось более подробно и непосредственно затронуть вопросы терминологии. При этом я особенно предостерегал против часто встречающихся в физической литературе оборотов вроде: «возмущение явлений наблюдением» или «придание атомным объектам физических атрибутов при помощи измерений». Такие выражения, правда, могли бы служить напоминанием о кажущихся парадоксах квантовой теории, но в то же время они способны создать путаницу, потому что слова «явления» и «наблюдения» так же, как слова «атрибуты» и «измерения», употребляются здесь в таком смысле, который едва ли совместим с разговорным языком и с практическим их определением.

В качестве более целесообразного способа выражения я советовал употреблять слово «*явление*» исключительно в связи с наблюдениями, произведенными в точно определенных условиях, включающих указания о всем опыте в целом. При такой терминологии проблема наблюдения освобождается от всякой неоднозначности, потому что ведь в действительных экспериментах все наблюдения выражаются в виде совершенно однозначных утверждений того же типа, как, например, регистрация точки попадания электрона на фотографическую пластинку. Кроме того, такой способ выражения особенно хорошо подчеркивает то обстоятельство, что правильное физическое толкование символического аппарата квантовой механики может дать только предсказания однозначного или статистического характера, относящиеся к неделимым явлениям, возникающим в классически определяемых физических условиях.

[16] «New Theories in Physics». Paris, 1938, p. 11.

Несмотря на все различия между физическими проблемами, породившими теорию относительности и теорию квантов, если сравнивать релятивистский и дополнительный способы описания в их чисто логическом аспекте, то бросается в глаза замечательное сходство в отношении отказа от придания абсолютного смысла обычным физическим атрибутам объектов. Также и пренебрежение атомной структурой самих измерительных приборов при описании реальных опытов одинаково характерно для теории относительности и для теории квантов. Малость кванта действия по сравнению с действиями, с которыми мы имеем дело в обычных опытах, включая установку и обслуживание физических приборов, столь же важна в атомной физике, как чудовищное число атомов, составляющих вселенную, важно для общей теории относительности, требующей, как известно, чтобы размеры угломерных приборов были малы по сравнению с радиусом кривизны пространства.

В моем варшавском докладе я следующим образом комментировал употребление в теории относительности и теории квантов математического аппарата, лишенного непосредственной наглядности: «Даже математические аппараты обеих теорий, дающие каждый в соответствующих рамках надлежащие средства для охвата всего мыслимого опыта, обнаруживают глубокое сходство. Поразительная простота обобщения классических физических теорий, получаемого в одном случае при помощи многомерной геометрии и в другом случае при помощи некоммутативной алгебры, по существу основана в обоих случаях на введении условного символа $\sqrt{-1}$. Абстрактный характер рассматриваемых формальных аппаратов одинаково типичен для теории относительности и для квантовой механики: в этом отношении это вопрос традиции, считать ли первую теорию завершением классической физики или же первым решительным шагом в глубоко идущем пересмотре системы наших понятий как средства для сопоставления наблюдений — шагом, к которому нас вынуждает современное развитие физики».

Конечно, верно то, что в атомной физике мы стоим перед рядом нерешенных фундаментальных проблем, в частности перед вопросом о зависимости между элементарной единицей электрического заряда и универсальным квантом действия. Однако эти проблемы связаны с рассмотренными здесь вопросами теории познания не теснее, чем законность релятивистского способа описания связана с еще не решенными задачами космологии. Как в теории относительности, так и в теории квантов мы имеем дело с новыми аспектами научного анализа и синтеза; в связи с этим стоит отметить, что даже во времена великой эпохи критической философии прошлого столетия дело шло только о том, в какой мере возможно априорное обоснование для координации нашего опыта в пространстве и во времени и для его причинной взаимосвязи, но никогда

не возникал вопрос о рациональных обобщениях таких категорий человеческого мышления или о присущих им ограничениях.

Хотя за последние годы я несколько раз имел случай встретиться с Эйнштейном, но дальнейшие разговоры (которые всегда давали мне новую зарядку) до сих пор еще не привели нас к общей точке зрения на проблемы теории познания в атомной физике. Наши противоположные взгляды, может быть, наиболее четко выражены в одном из последних выпусков журнала «Диалектика» [17], содержащем общую дискуссию по этим проблемам. Но так как я отдаю себе отчет во многих препятствиях, стоящих на пути взаимопонимания по вопросу, в котором позиция каждого сильно зависит от подхода и от других условий, то я приветствовал настоящий повод для подробного обзора того развития, которое, как мне кажется, привело к преодолению серьезного кризиса в физической науке. Урок, который мы из этого извлекли, решительно продвинул нас по пути никогда не кончающейся борьбы за гармонию между содержанием и формой; урок этот показал нам еще раз, что никакое содержание нельзя уловить без привлечения соответствующей формы и что всякая форма, как бы ни была она полезна в прошлом, может оказаться слишком узкой для того, чтобы охватить новые результаты.

В таком положении, как описанное, когда оказалось, что взаимопонимания трудно достигнуть не только между философами и физиками, но даже и между физиками различных школ, корень затруднений, несомненно, может иногда лежать в предпочтении определенной терминологии, соответствующей тому или иному подходу. В Копенгагенском институте, куда в те годы съезжался для дискуссий целый ряд молодых физиков из разных стран, мы имели обыкновение в трудных случаях утешаться шутками, среди которых особенно любимой была старая пословица о двух родах истины. К одному роду истин относятся такие простые и ясные утверждения, что противоположные им очевидно не верны. Другой род, так называемые «глубокие истины», представляют, наоборот, такие утверждения, что противоположные им тоже содержат глубокую истину. Развитие в новой области обычно идет этапами, причем хаос постепенно превращается в порядок: но, пожалуй, как раз на промежуточном этапе, где преобладают «глубокие истины», работа особенно полна напряженного интереса и побуждает фантазию к поискам твердой опоры. В этом стремлении к равновесию между серьезным и веселым мы имеем в личности Эйнштейна блестящий образец; и, выражая свое убеждение в том, что благодаря особенно плодотворному сотрудничеству целого поколения физиков мы приближаемся к той цели, где логический порядок позволит нам в большей мере избегать «глубо-

[17] N. Bohr. Dialectica, 1948, 1, 312 (статья 71).

ких истин», я надеюсь, что это убеждение будет воспринято в эйнштейновском духе и в то же время послужит извинением за отдельные высказанные на предыдущих страницах критические суждения.

*

Споры с Эйнштейном, составляющие предмет этой статьи, растянулись на много лет, в течение которых были достигнуты большие успехи в области атомной физики. Все наши личные встречи, долгие или короткие, неизменно производили на меня глубокое и длительное впечатление; и пока я писал этот очерк, я как бы спорил с Эйнштейном все время, даже и тогда, когда я разбирал вопросы, казалось бы, далекие от тех именно проблем, которые обсуждались при наших встречах. Что касается передачи разговоров, то здесь я, конечно, полагаюсь только на свою память; я должен также считаться с возможностью того, что многие черты развития теории квантов, в котором Эйнштейн сыграл столь большую роль, ему самому представляются в другом свете. Но я твердо надеюсь, что мне удалось дать ясное представление о том, как много для меня значила возможность личного контакта с Эйнштейном, вдохновляющее влияние которого чувствовалось всеми, кто с ним встречался.

Институт теоретической физики
Копенгагенского университета

ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛЯ И ЗАРЯДА В КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ*

(Совместно с Л. Розенфельдом)

В работе дан обзор проблемы измеримости в квантовой электродинамике и показано, что в принципе можно с помощью идеализированных измерительных устройств достичь полного согласия с интерпретацией формализма в отношении определения полевых и зарядовых величин.

ВВЕДЕНИЕ

Недавний важный вклад Томонаги, Швингера и других[1] в развитие квантовой электродинамики показал, что проблема взаимодействия между заряженными частицами и электромагнитными полями может трактоваться таким образом, что на каждом этапе удовлетворяются требования релятивистской ковариантности. В этой формулировке существенно используется такое представление компонент электромагнитного поля, с одной стороны, и величин, характеризующих заряженные частицы, с другой, которое соответствует исчезающе малому взаимодействию между полем и частицами. Взаимодействие вводится затем посредством приближенной процедуры, основанной на разложении в ряд по степеням безразмерной константы $e^2/\hbar c$. В отношении интерпретации формализма этот метод имеет то преимущество, что он ясно подчеркивает дуальный аспект электродинамики. В самом деле, однозначное определение электромагнитных полевых величин основано только на рассмотрении импульсов, сообщаемых соответствующим пробным телам, несущим заряды или токи, в то время как распределение зарядов-токов, связанное с частицами, в конечном счете определяется полями, которые порождаются этими распределениями.

* *Field and Charge Measurments in Quantum Electrodynamics* (With L. Rosenfeld). Phys. Rev., 1950, 78, 794—798.

[1] S. Tomonaga. Progr. Theor. Phys., 1946, 1, 27; Phys. Rev., 1948, 74, 224; J. Schwinger. Phys. Rev., 1948, 74, 1439; 1949, 75, 651; 1949, 75, 1912; 1949, 76, 790; F. Dayson. Phys. Rev., 1949, 75, 486; 1949, 75, 1736; R. Feynman. Phys. Rev., 1949, 76, 749; 1949, 76, 769.

Именно с этой точки зрения проблема измеримости полевых величин обсуждалась авторами в предыдущей работе[2]. Аналогичное исследование измеримости плотности электрического заряда также было предпринято, но вследствие различных обстоятельств публикация его задержалась[3]. Недавно, когда были подведены итоги, оказалось возможным более общее и исчерпывающее рассмотрение при использовании новейшего развития формулировки квантовой электродинамики[4]. Поскольку это рассмотрение может быть полезным в обсуждении современной ситуации в атомной физике, мы здесь приведем краткий обзор выводов современной электронной теории, относящихся к измерению плотности заряда-тока. С этой целью удобно начать с резюме нашего предыдущего исследования измеримости полевых величин[5].

1. Измерения электромагнитных полей

Классическая электродинамика оперирует с идеализацией компонент поля $f_{\mu\nu}(x)$, определенных в каждой точке (x) пространства-времени. Хотя в квантовой теории поля эти понятия формально сохраняются, важно понять, что только средние значения таких компонент поля по конечной области пространства-времени R типа

$$F_{\mu\nu}(R) = \frac{1}{R}\int\limits_R f_{\mu\nu}(x)\, d^4x \qquad (1)$$

имеют вполне определенный смысл (I, § 2). В начальном приближении, в котором пренебрегается всеми эффектами, включающими $e^2/\hbar c$, эти средние подчиняются перестановочным соотношениям общего вида

$$[F_{\mu\nu}(R),\ F_{\varkappa\lambda}(R')] = i\hbar c\,[A_{\mu\nu,\,\varkappa\lambda}(R,\ R') - A_{\varkappa\lambda,\,\mu\nu}(R',\ R)], \qquad (2)$$

где выражения типа $A_{\mu\nu,\,\varkappa\lambda}(R,\ R')$, определенные как интегралы по пространственно-временным областям R и R' от некоторых сингулярных

---

[2] N. Bohr, L. Rosenfeld. Kgl. Danske Vid. Sels. Math.-Fys. Medd., 1933, 12, № 8 (статья 39). В дальнейшем цитируется как I.

[3] Отчет о предварительных результатах исследования, которые обсуждались на нескольких физических конференциях в 1938 г., недавно включен в монографию: A. Pais. Developments in the Theory of the Electron. (Princeton University. Press, Princeton, New Jersey, 1948).

[4] Внимание авторов к использованию этой формулировки для обсуждения проблемы измеримости было привлечено в стимулирующей переписке с проф. В. Паули.

[5] Более детальный отчет об этом исследовании с более полными ссылками на литературу появится позже в «The Communications of the Copenhagen Academy».

функций, имеют конечные значения, зависящие от формы и относительного расположения областей R и R'.

Измерение полевой средней $F_{\mu\nu}(R)$ требует контроля за полным импульсом, передаваемым внутри пространственно-временно́й области R системе подвижных пробных тел с соответствующим распределением плотности заряда или тока ρ_ν, покрывающим всю часть пространства, которая в любой момент времени принадлежит области R. В случае электрической компоненты поля F_{4l} мы должны взять распределение заряда с постоянной плотностью ρ_4, а в случае магнитной компоненты поля F_{mn} — равномерное распределение тока в перпендикулярном направлении с компонентами плотности ρ_m и ρ_n. Действие поля такого распределения заряда-тока, поскольку оно не происходит в результате смещений пробных тел, сопровождающих контроль импульса, может в принципе быть исключено путем использования фиксированных вспомогательных тел, несущих распределение заряда-тока противоположного знака и построенных таким образом, чтобы не препятствовать свободному движению пробных тел. В случае токового распределения такие вспомогательные тела даже необходимы, чтобы обеспечить замкнутые цепи токов путем некоторой гибкой проводящей связи с пробными телами. В результате этой компенсации, источники поля всей измерительной установки будут, таким образом, описываться только поляризацией $P_{\mu\nu}$, возникающей от неконтролируемых смещений пробных тел в ходе измерений поля.

Если пробные тела выбраны достаточно тяжелыми, мы можем всюду пренебрегать любым разбросом в их скоростях, но контроль их импульсов будет, конечно, приводить к существенному разбросу в их координатах в степени, требуемой соотношением неопределенности. Тем не менее можно, не нарушая никаких требований квантовой механики, не только удержать каждое пробное тело фиксированным в его первоначальном положении за исключением временны́х интервалов внутри области R, соответствующей этому положению, но также гарантировать, что в течение таких временны́х интервалов смещения всех пробных тел в направлении передаваемого импульса, который следует измерить, совершенно одинаковы, хотя и неконтролируемы. Это общее смещение D_μ описывается, в случае измерения электрического поля, компонентой D_l, параллельной компоненте поля F_{4l}, а при измерении магнитного поля — компонентами D_m и D_n, перпендикулярными F_{mn}. Кроме того, не ограничивая точности измерений поля, можно считать смещение D_m произвольно малым, если только плотность заряда-тока ρ_ν пробных тел выбрана достаточно большой. Путем дальнейшего усовершенствования составной измерительной установки, описанной в нашей предыдущей работе (I, § 3), можно даже свести измерение любой полевой средней к контролю импульса одного единственного дополнительного тела и,

таким образом, получить еще более сжатое выражение окончательных следствий из общего соотношения неопределенности.

Однако существенное обстоятельство в измерениях поля состоит в необходимости исключить в той степени, в какой это только возможно, неконтролируемый вклад в усредненное поле, присутствующее в области R, возникающий от смещения пробных тел в ходе измерения. В самом деле, математическое ожидание этого вклада будет меняться обратно пропорционально величине разброса, допускаемого в измерениях поля, так как она пропорциональна поляризации $P_{\mu\nu} = D_\mu \rho_\nu - D_\nu \rho_\mu$ внутри области R. Однако именно это обстоятельство делает возможным с помощью подходящего механического устройства, с помощью которого на пробные тела действует сила, пропорциональная их смещению, скомпенсировать импульс, передаваемый этим телам неконтролируемым полем, поскольку отношение этих полей к их источникам выражается классической теорией поля. С описанной процедурой компенсации результирующее измерение поля $F_{\mu\nu}(R)$ действительно удовлетворяет всем требованиям квантовой теории поля относительно определения полевых средних (I, § 5). В самом деле, вследствие существенно статистического характера элементарных процессов, включающих испускание и поглощение фотонов, некомпенсируемая часть действия поля пробных тел точно соответствует характерным флуктуациям поля, которые в квантовой электродинамике накладываются на все математические ожидания величин, определяемых источниками поля.

Когда рассматривается измерение двух полевых средних $F_{\mu\nu}(R)$ и $F_{\varkappa\lambda}(R')$, оказывается (I, § 4), что математическое ожидание усредненной компоненты поля $\Phi_{\mu\nu,\varkappa\lambda}(R, R')$, которое создается в области R' смещением пробных тел в области R, равно произведению $^1/_2\, RP_{\mu\nu}$ на величину $A_{\mu\nu,\varkappa\lambda}(R, R')$, встречающуюся в перестановочных соотношениях (2). Аналогично математическое ожидание усредненной компоненты поля $\Phi_{\varkappa\lambda,\mu\nu}(R', R)$ в области R, обусловленного пробными телами в области R, равно $^1/_2\, R'P'_{\varkappa\lambda}A_{\varkappa\lambda,\mu\nu}(R', R)$. Когда установлена оптимальная компенсация импульсов, передаваемых пробным телам этими полями, (она достигается с помощью соответствующих устройств, использующих корреляцию путем световых сигналов между точками этих двух областей R и R'), из взаимный неопределенности контроля координаты и импульса можно сделать вывод, что единственное ограничение измеримости двух рассматриваемых полевых средних в точности соответствует следствиям перестановочных соотношений (2) для таких средних (I, § 6, 7). В этой связи следует подчеркнуть, что флуктуации поля, которые неотделимы от некомпенсируемых частей полей, порожденных действием пробных тел, не приводят к каким-либо ограничениям измеримости компонент поля в двух асимптотически совпадающих пространственно-

временны́х областях. Фактически мы здесь имеем дело с полной аналогией существующей в квантовой механике воспроизводимости значений, наблюдаемых в двух непосредственно следующих друг за другом измерениях.

2. Измерения заряда-тока в начальном приближении

В формализме квантовой электродинамики плотности заряда-тока вводятся, подобно полевым величинам, компонентами $j_\nu(x)$ в каждой пространственно-временно́й точке, но даже в начальном приближении, в котором такие символы формально перестановочны, четко определенные выражения даются только интегралами типа

$$J_\nu(R) = \frac{1}{R}\int\limits_R j_\nu(x)\, d^4x, \qquad (3)$$

представляющими усредненную плотность заряда-тока в конечной пространственно-временно́й области R. Из основных уравнений электродинамики следует в наиболее общем виде, что

$$RJ_\nu(R) = \int\limits_R \frac{\partial f_{\mu\nu}}{\partial x_\mu}\, d^4x = \int\limits_S f_{\mu\nu} d\sigma_\mu; \qquad (4)$$

это соотношение представляет собой определение средней плотности заряда-тока в области R в терминах потока электромагнитного поля через границу S этой области. В этом четырехмерном представлении такие обобщенные потоки включают, конечно, кроме обычного потока электрического поля, определяющего среднюю плотность заряда, другие выражения, связанные со средними плотностями тока и представляющие циркуляции магнитного поля и токи смещения.

В простом частном случае, когда область R определена фиксированным пространственным объемом V и постоянным временны́м интервалом T, средняя плотность заряда в соответствии с (4) будет задаваться, в обычном векторном представлении, выражением

$$J_4(V,\ T) = \frac{1}{VT}\int\limits_T dt \int\limits_S \mathbf{E}\mathbf{n}\, d\sigma, \qquad (5)$$

где S — поверхность, ограничивающая объем V, а $\mathbf{n}$ — единичный вектор внешней нормали к этой поверхности. В таком представлении средняя плотность тока будет иметь вид

$$\mathbf{J}(V,\ T) = \frac{1}{VT}\int\limits_T dt \int\limits_S [\mathbf{n}\mathbf{H}]\, d\sigma - \frac{1}{VT}\int\limits_V \mathbf{E}\, dv \Big|_{t_1}^{t_2}, \qquad (6)$$

где первый член в правой части представляет собой интеграл по времени от тангенциальной составляющей магнитного поля, проинтегрированной по поверхности S, тогда как последний член выражает разность между объемными интегралами от электрического поля в начале и в конце временнóго интервала T.

Таким образом, определение средней плотности заряда-тока $J_\nu(R)$ требует измерения потока поля через границу S пространственно-временнóй области R. Исследование проблемы такого измерения разумно начать с рассмотрения усредненного потока через тонкую четырехмерную оболочку, расположенную на границе S; при этом для простоты будем предполагать, что она имеет постоянную толщину в пространстве-времени. Как в ситуации, встречающейся при измерении усредненной компоненты поля $F_{\mu\nu}(R)$, нам потребуется для этой цели некоторая система подвижных пробных тел, заполняющих пространство, принадлежащее в данный момент времени оболочке с соответствующим равномерным распределением заряда-тока, действие полей которых обычным образом нейтрализуется распределением противоположного знака на фиксированных, проницаемых вспомогательных телах. Для измерения усредненной плотности заряда J_4 достаточно взять набор пробных тел с равномерным распределением плотности заряда ρ_4, в то время как при измерении компоненты тока J_l мы должны использовать, кроме таких пробных тел, другой независимый набор свободно движущихся пробных тел с равномерным распределением плотности тока ρ_l, параллельным компоненте измеряемого тока.

В измерении средней плотности заряда оценка потока через оболочку требует определения алгебраической суммы импульсов, передаваемых пробным телам в направлении нормали к мгновенной пространственной границе. Однако оценка этой суммы не требует независимых измерений импульсов, передаваемых отдельным пробным телам в пределах временны́х интервалов, в течение которых их координаты принадлежат пространственно-временнóй оболочке. Она может быть получена путем комбинированного процесса измерения, в котором координаты всех пробных тел скоррелированы соответствующими устройствами, чтобы обеспечить в течение этих интервалов одну и ту же величину смещения каждого пробного тела в направлении нормали. Путем выбора достаточно большого значения произведения толщины оболочки на плотность заряда пробных тел можно сделать неконтролируемое общее смещение D всех пробных тел в направлении нормали произвольно малым и все же получить неограниченную точность для среднего потока через оболочку. Подобно измерению простой полевой средней, можно кроме того достичь автоматической компенсации неконтролируемых вкладов в этот средний поток, обусловленных полями, вызванными смещением пробных тел, и пропорциональных $D\rho_4$. Эта компенсация будет даже полной в рассматриваемом начальном приближении, так как флуктуации поля благодаря отсутствию источ-

ников не дают никакого вклада в поток. Поскольку эти рассуждения справедливы при любой заданной толщине оболочки, в принципе возможно, в асимптотическом пределе резкой границы, точное измерение средней плотности заряда в пределах четко определенной пространственно-временно́й области.

В измерениях усредненной компоненты тока J_l мы должны учитывать циркуляцию магнитного поля так же, как и электрическое поле пространственно-временно́й оболочки. Таким образом, в частном случае, когда R определено пространственным объемом V и временны́м интервалом T, мы имеем дело, согласно (6), не только со вкладом от средней по интервалу T магнитной циркуляцией вокруг направления l в тонкой пространственной оболочке на границе V, но также со вкладом, представляющим разность между объемными интегралами по V от компоненты электрического поля в направлении l, усредненной по двум коротким временны́м интервалам в начале и в конце интервала T. Оценка этих вкладов требует измерительных процедур такого же типа, как описанные выше в случае измерений простых полевых средних. В то время как измерение последнего вклада требует контроля импульса в направлении l, передаваемого набору пробных тел с постоянной плотностью заряда ρ, оценка первого вклада требует контроля импульса, нормального к пространственной границе, передаваемого другому набору пробных тел с постоянной плотностью тока ρ_l.

Точно так же, как в случае обсуждавшихся выше измерений заряда или поля, все эти операции могут быть скоррелированы таким путем, что определение алгебраической суммы импульсов, передаваемых каждому пробному телу в требуемом интервале времени и направлении, может быть сведено к контролю импульса некоторого дополнительного тела. При такой корреляции все пробные тела с плотностью заряда ρ будут испытывать в течение соответствующих временны́х интервалов одинаковое смещение D_l, а все пробные тела с плотностью тока ρ_l — одинаковое нормальное смещение D. Интерпретация измерений тока требует далее установления корреляции между этими двумя смещениями, которые должны удовлетворять условию: $\rho D_l = \rho_l D$. При таких обстоятельствах путем выбора достаточно больших ρ и ρ_l можно без ограничения точности измерения достичь того, чтобы смещения D_l и D были произвольно малыми. Более того, с помощью соответствующих механических устройств уже упомянутого типа можно получить полное автоматическое исключение неконтролируемых вкладов от действия пробных тел в измеряемый средний ток.

Едва ли нужно добавлять, что процедура может быть распространена на совершенно произвольную пространственно-временну́ю область R. Для этого необходимо использовать установку, в которой каждое пробное тело смещается как раз в таком временно́м интервале, в течение которого его

координаты принадлежат пространственно-временно́й оболочке, окружающей область R. В этой связи следует отметить, что компактное четырехмерное описание всех измерительных процессов компонент заряда-тока предполагает использование 4-вектора распределения тока, постоянного в оболочке и параллельного измеряемой компоненте заряда-тока.

Как и в случае измерений заряда, все рассуждения, касающиеся измерений тока, не зависят от толщины оболочки, и поэтому в принципе возможно, в рассмотренном начальном приближении, определять с неограниченной точностью любую усредненную компоненту заряда-тока $J_\nu(R)$ в четко ограниченной области R. Что касается измерений заряда-тока в двух пространственно-временны́х областях, то легко видеть, что в предельном случае резких границ все действия поля, сопровождающие измерения потока, будут исчезать в любой точке пространства-времени, не принадлежащей границам. Поэтому в соответствии с формализмом в рассматриваемом приближении не будет взаимного влияния измерений усредненных плотностей заряда-тока в различных пространственно-временны́х областях.

Ситуация, описанная до сих пор, конечно, представляет собой только иллюстрацию совместимости последовательной математической схемы с точным применением определения физических понятий, к которым она относится; в частности, она совершенно не зависит от вопроса о возможности действительно создать пробные тела с требуемыми свойствами и манипулировать этими телами. Такого рода пренебрежение всеми ограничениями, которые могут возникнуть вследствие атомного строения материи, однако вполне оправдано, когда имеют дело с квантовой электродинамикой в первом приближении. Фактически на этой стадии формализм существенно не зависит от пространственно-временно́го масштаба, так как содержит только универсальные константы c и $\hbar$, которых недостаточно, чтобы определить какую-нибудь величину размерности длины или интервала времени.

3. Измерения заряда-тока в теории с электронно-позитронными парами

Новые аспекты проблемы измерений возникают в квантовой электродинамике в следующем приближении, в котором рассматриваются эффекты, пропорциональные $e^2/\hbar c$, и где мы встречаемся с дополнительными особенностями, связанными с рождением электронных пар, вызванным электромагнитными полями. Для перестановочных соотношений компонент поля это означает в общем лишь небольшую модификацию, выражаемую дополнительными членами, содержащими $e^2/\hbar c$. Однако

зарядо-токовые величины уже не будут коммутирующими, а будут подчиняться перестановочным соотношениям вида

$$[J_\nu(R),\ J_\mu(R')] = i\hbar c[B_{\nu\mu}(R,\ R') - B_{\mu\nu}(R',\ R)], \tag{7}$$

где выражения $B_{\nu\mu}(R,\ R')$ — интегралы от сингулярных функций по областям R и R'. В противоположность величинам $A_{\mu\nu,\,\varkappa\lambda}(R,\ R')$, встречающимся в соотношении (2), которые зависят от простых пространственно-временны́х характеристик задачи, величины B, однако, кроме таких характеристик также существенно включают длину $\hbar/mc$ и период $\hbar/mc^2$, связанные с массой электрона m.

Для подхода к проблеме измеримости зарядо-токовой величины $J_\nu(R)$ в этом приближении, мы должны опять рассмотреть системы заряженных пробных тел, действующих в пространственно-временно́й оболочке на границе области R, но мы должны теперь исследовать эффект появления плотности заряда-тока как следствия реального или виртуального рождения электронных пар в результате действия поля, происходящего от смещения пробных тел в течение измерительного процесса. Как мы увидим, эти эффекты, которые нераздельно связаны с измерениями, никоим образом не ограничивают возможности проверки теории [6].

Прежде всего усредненный эффект поляризации вакуума в результате виртуального и реального рождения пар в процессе измерения может быть исключен с помощью компенсирующего устройства, подобного описанному ранее. Правда, прямая оценка этих поляризационных эффектов в квантовой электродинамике приводит к расходящимся выражениям, которые могут быть сделаны конечными только путем некоторой процедуры перенормировки или регуляризации [7]. При такой процедуре усредненные поляризационные эффекты дадут вклад в плотность заряда-тока, который пропорционален общему смещению пробных тел. Таким образом, в пределе резкой границы области R, обозначая поверхностную поляризацию на границе через P_ν, мы получаем выражение $RP_\nu B_{\mu\nu}(R,\ R)$, где последний множитель представляет собой значение $B_{\mu\nu}(R,\ R')$, в соотношении (7) для совпадающих пространственно-временны́х объемов.

Кроме того, интерпретация статистических эффектов, обусловленных реальным рождением электронных пар в процессе измерения, неразрывно связана с интерпретацией флуктуаций усредненных плотностей заряда-

[6] В статье Халперна и Джонсона (Halpern, Johnson, Phys. Rev., 1941, 59, 896) выдвигаются аргументы, указывающие на гораздо более жесткие ограничения измерений поля и тока. Однако в этих рассуждениях не делается достаточного разделения между такими действиями заряженных пробных тел, которые непосредственно связаны с их использованием в измерительной процедуре, и такими действиями, которые могут быть исключены соответствующей нейтрализацией вспомогательными телами противоположного заряда.

[7] Ср.: W. Pauli, F. Villars. Rev. Mod. Phys., 1949, 21, 434.

тока в квантовой электродинамике. В то время как среднее квадратичное отклонение компоненты поля $F_{\mu\nu}(R)$ в резко ограниченной пространственно-временно́й области R является конечным, конечные значения для средних квадратичных флуктуаций зарядо-токовых величин можно получить, однако, только при дальнейшем усреднении по ансамблю областей R, границы которых могут иметь определенную ширину около некоторой данной поверхности [8].

Эта особенность точно соответствует тому, что имеет место при оценке, по указанной процедуре, статистических эффектов реальных пар, которые рождаются при измерениях заряд-токовых величин. Фактически средние квадратичные флуктуации усредненного потока будут возрастать неограниченно с уменьшением толщины оболочки, в которой действуют пробные тела, точно так же, как согласно формализму средняя квадратичная флуктуация соответствующей плотности заряда-тока будет меняться с шириной пространственно-временны́х объемов, по ансамблю которых производится усреднение. Появление бесконечной средней квадратичной флуктуации в резко ограниченной пространственно-временно́й области никоим образом не связано с расходимостями, которые проявляются в эффектах поляризации вакуума, но является прямым следствием фундаментального предположения теории, согласно которому электроны рассматриваются как точечные заряды.

В случае измерений зарядо-токовых средних в двух пространственно-временны́х областях можно показать, что поляризационные эффекты от воздействия пробных тел, использованные для измерения $J_\nu(R)$, будут в пределе резкой границы давать вклад в компоненту усредненной плотности заряда-тока с индексом μ в области R', равный произведению величины $B_{\mu\nu}(R', R)$, входящей в формулу (7), на RP_ν, где P_ν — поверхностная поляризация на границе R, созданная в течение процесса измерения. Обратно, измерение $J_\mu(R')$ даст вклад $R'P'_\mu B_{\nu\mu}(R, R')$ в компоненту с индексом ν усредненной плотности заряда-тока в R. Поэтому с помощью компенсационных устройств, подобных тем, которые тре-

---

[8] Ср.: W. Heisenberg. Leipziger Ber., 1934, 86, 317. Мы признательны д-рам Иосту и Лэттинджеру за информацию об их более точной оценке флуктуаций заряда-тока, показывающей, что неограниченное возрастание флуктуаций заряда-тока в пространственно-временно́й области с убыванием ширины фиксации границ содержит только логарифм отношения между линейными размерами области и этой шириной. Даже ширина, очень малая по сравнению с $\hbar/mc$, не приведет к чрезмерному эффекту для флуктуаций заряда. С ситуацией, полностью аналогичной во всех этих отношениях ситуации в электронной теории, мы встречаемся в квантовой электродинамике, имеющей дело с заряженными частицами спина нуль, подчиняющимися статистике Бозе. Мы признательны д-ру Коринальдези за сообщение его результатов относительно флуктуаций заряда-тока и эффектов рождения пар в такой теории.

буются при двух измерениях поля, возможно, как легко видеть, получить точность измерений усредненных плотностей заряда-тока в двух пространственно-временных областях, подчиняющуюся только взаимным ограничениям, выраженным перестановочным соотношением (7).

4. Заключительные замечания

Согласие между формализмом квантовой электродинамики и интерпретацией идеализированных измерений заряда и поля, конечно, не имеет непосредственного отношения к вопросу об области применимости теории и о действительной возможности измерения физических величин, с которыми она имеет дело.

При современном состоянии атомной физики проблема действительного ограничения измерений, интерпретируемая с помощью понятий классической электродинамики, едва ли может быть полностью исследована. Тем не менее ввиду большого успеха квантовой электродинамики в объяснении многочисленных явлений, формальная интерпретация которых включает пространственно-временную координацию электронов внутри областей с размерами, много меньшими, чем $\hbar/mc$ и $\hbar/mc^2$, может быть, разумно предположить, что измерения внутри таких областей в принципе возможны. В самом деле, сравнительно тяжелые и сильно заряженные пробные тела столь малых размеров и подвергающиеся воздействию в течение столь коротких временных интервалов, которые потребовались бы для этих измерений, можно представлять себе построенными из ядерных частиц.

Однако на ограниченность непротиворечивого применения этого формализма указывает как необходимость введения короткодействующих сил в теории ядра, не имеющих аналога в классической электродинамике, так и то обстоятельство, что отношение массы электрона к массе покоя квантов ядерного поля имеет тот же порядок величины, что и фундаментальный параметр $e^2/\hbar c$ квантовой электродинамики[9]. Дальнейшее исследование таких проблем может потребовать радикального пересмотра оснований для применения основных дуальных понятий полей и частиц.

Институт теоретической физики
Копенгагенского университета
Отдел теоретической физики
Манчестерского университета

Поступила 19 октября 1949 г.

[9] См., например: N. Bohr. Report on the Solvay Council, 1948. (См. также статью 71. — *Ред.*).

ПРОЦЕССЫ ЗАХВАТА И ПОТЕРИ ЭЛЕКТРОНОВ ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ ПРИ ИХ ПРОХОЖДЕНИИ ЧЕРЕЗ ВЕЩЕСТВО *

(Совместно с Дж. Линдхардом)

§ 1. Введение

Явления, связанные с прохождением быстрых частиц через вещество, дают очень важную информацию об атомных процессах. Открытие ядерного распада, которое сделало возможным изучение поведения быстрых ионов с большими массами и зарядами, привело к обнаружению многих новых интересных закономерностей в этих процессах, особенно в отношении захвата и потери электронов такими ионами. Как известно, явления захвата и потери электронов наблюдались впервые на α-лучах. В последнее время интерес к этим явлениям снова возрос благодаря изучению с помощью фотоэмульсий треков многозарядных ионов космического происхождения, проникающих в верхние слои атмосферы. Однако эксперименты по измерению торможения и ионизационной способности ионов, возникающих при делении ядра, пока что дают наиболее подробные и разнообразные сведения о потере и захвате электронов тяжелыми ионами. Особенно полезны в этом отношении прямые измерения заряда ионов в процессе их прохождения через газообразные и твердые вещества.

В предыдущей работе [1] в общих чертах было дано теоретическое рассмотрение процессов, сопровождающих прохождение атомных частиц через вещество. В частности, там была сделана попытка объяснить специфический закон изменения энергии иона вдоль его пути, оценивая изменение его заряда, который постепенно уменьшается по мере падения скорости вследствие смещения равновесия между процессами захвата и потери электрона ионом. В то время как в начале пути торможение и ионизация определяются главным образом столкновениями с электронами, входящими в состав атомов проходимой ионом среды, в конце пути ре-

* *Electron Capture and Loss by Heavy Ions penetrating through Matter* (With J. Lindhard). Kgl. Danske Vid. Selskab. Math.-Fys. Medd., 1954, 28, № 7, 3—30.

[1] N. Bohr. Kgl. Danske Vid. Selskab., Math.-Fys. Medd., 1948, 18, № 8 (см. перевод: Н. Бор. Прохождение атомных частиц через вещество. М., 1950. — *Ред.*). В этой работе дан также обзор литературы. В дальнейшем цитируется как I.

шающее значение приобретают столкновения с ядрами. Имевшиеся экспериментальные данные представлялось возможным приближенно объяснить на основе предположения о простой, одинаковой для всех веществ зависимости между числом электронов, захваченных ионом с данным зарядом ядра, и его скоростью.

Однако в последние годы Лассеном были проведены обширные и фундаментальные исследования[2] относительно заряда ионов, возникающих при делении ядер, при их прохождении через различные вещества. Его измерения отклонения ионного пучка в магнитном поле не обнаружили какого-либо систематического отличия значений заряда, полученных ранее при исследовании торможения и ионизации в газах[3], но при этом было найдено неожиданно большое различие между средним зарядом ионов ядерного деления в зависимости от того, проходят ли они через твердое тело или через газ. В случае газов исследование отклонения пучка ионов в магнитном поле также показало небольшое, но вполне заметное возрастание среднего заряда по мере увеличения давления газа. Более того, Лассен показал, что детальное изучение процесса постепенного установления заряда иона, вылетающего из твердого тела в разреженную газообразную среду, позволяет получить прямые оценки сечения захвата электрона при столкновении с атомами газа.

Изменение заряда ионов в зависимости от плотности проходимого вещества позволяет сделать некоторые выводы о механизме процессов столкновения, определяющих равновесное значение заряда. Зависимость среднего заряда быстро движущихся тяжелых ионов от давления газа, через который они проходят, определенно свидетельствует о том, что в балансе между процессами потери и захвата электронов мы не можем ограничиваться рассмотрением только захвата электрона ионом в основное состояние и удаления электрона из этого основного состояния — как это делалось в предыдущем обсуждении. Необходимо учитывать также процессы, в которых принимают участие и возбужденные состояния, время жизни которых сравнимо с промежутком времени между двумя последовательными соударениями иона с атомами газа. Далее, существенное различие между средним зарядом ионов в газах и твердых веществах указывает на существование каких-то процессов, приводящих к установлению возбужденных состояний иона за время, существенно меньшее, чем время радиационных переходов.

В настоящей работе предпринята попытка дать подробное объяснение явлений, связанных с прохождением многозарядных ионов через вещество, на основе простых соображений. С этой целью мы рассмотрим сна-

---

[2] N. O. Lassen. On the total charges and the ionizing power of fission fragments. Dissertation. Copenhagen, 1952. В диссертации дан обзор результатов этих исследований.

[3] N. O. Lassen. Dan. Math.-Fys. Medd., 1949, 25, № 11; Phys. Rev., 1949, 75, 1762.

чала (§ 2) некоторые общие характеристики баланса процессов захвата и потери электронов. При этом специально будут рассмотрены флуктуации заряда ионов, вылетающих из твердого тела в газ, а также процесс постепенного установления среднего значения этого заряда. В § 3 мы обсудим на основе упрощенного статистического описания строения атомов с многими электронами некоторые непосредственные заключения, которые можно сделать из измерений среднего заряда ионов, а также изучения торможения иона и производимой им ионизации. В § 4 рассмотрены основные особенности процессов захвата и потери электронов тяжелыми ионами при столкновениях с атомами и сделана попытка произвести приближенные оценки сечений таких процессов; при этом обращается внимание на их зависимость от скорости и заряда иона и от атомного номера поглощающего вещества. На основе этих оценок в § 5 производится сравнение с экспериментальными данными, относящимися к заряду ионов деления в газе при низких давлениях. Наконец, в § 6 рассматривается эффект остаточного возбуждения ионов в связи с наблюдаемым изменением среднего заряда ионов в зависимости от давления газа и аномально высоким значением этого заряда в твердых телах.

Публикация этой работы по разным причинам несколько раз откладывалась; она частично была доложена на различных конференциях, созывавшихся в прошедшие годы. Нам бы хотелось выразить признательность д-ру Н. О. Лассену за исключительно полезные дискуссии, которые проводились по мере проведения его экспериментальных исследований и нашего теоретического рассмотрения. Мы признательны также д-ру Дж. Беллу, который до публикации любезно сообщил нам результаты своих интересных работ по изучению механизма захвата и потери электронов.

§ 2. Общая характеристика баланса потери и захвата электронов тяжелыми ионами

Проблема захвата и потери электронов тяжелыми ионами имеет существенные отличия от аналогичной проблемы для быстрых α-частиц и протонов. Для этих частиц отношение сечения захвата электрона голым ядром к сечению потери электрона, связанного с ним, мало, поэтому ядро несет на себе электрон лишь в течение отдельных небольших промежутков времени, которые в сумме составляют небольшую часть всего пути. В случае же тяжелых ионов, подобных осколкам деления, ядро на всем своем пути несет большое число электронов, которое вследствие непрерывной потери и захвата электронов флуктуирует около среднего значения, определяемого скоростью и зарядом ядра иона, а также свойствами среды.

Рассмотрим для простоты прохождение пучка ионов через газовую среду такой низкой плотности, что ионы за время между столкновениями практически полностью переходят в основное состояние. Поскольку дело касается соударений, пучок при этом будет полностью описан, если задаться числом ионов $N(\tau)$, несущих τ электронов. Не учитывая процессы, в которых захватывается или теряется более одного электрона, а также полагая, что ион движется с постоянной скоростью, мы находим для скорости изменения $N(\tau)$

$$\frac{dN(\tau)}{dx} = \rho\{N(\tau-1)\sigma_c(\tau-1) + N(\tau+1)\sigma_l(\tau+1) - N(\tau)[\sigma_c(\tau)+\sigma_l(\tau)]\}, \tag{2.1}$$

где ρ — число атомов газа в единице объема, $\sigma_c(\tau)$ — сечение захвата электрона ионом, несущим до столкновения τ электронов, а $\sigma_l(\tau)$ — сечение потери электрона таким ионом. Для скорости изменения среднего числа электронов $\bar{\tau} = \bar{\tau}(x)$, связанных с ионом, из формулы (2.1) путем простого суммирования получаем

$$\frac{d\bar{\tau}}{dx} = \frac{d}{dx}\frac{\sum \tau N(\tau)}{N} = \frac{\rho}{N}\sum N(\tau)[\sigma_c(\tau)-\sigma_l(\tau)], \tag{2.2}$$

где N — полное число ионов в пучке.

В пучке тяжелых ионов, каждый из которых несет на себе много электронов, распределение по τ имеет протяженность в несколько единиц в обе стороны от среднего значения. Поэтому, строго говоря, для применения этой формулы необходимы сведения о зависимости сечения от числа электронов в ионе. Однако суммирование в (2.2) легко может быть выполнено, если принять во внимание, что за время, в течение которого скорость иона может считаться постоянной, сечения σ_c и σ_l медленно и линейно меняются с τ. Мы можем при этом записать

$$\begin{aligned} \sigma_c(\tau) &= \Omega[1+\alpha_c(\tau-\omega)], \\ \sigma_l(\tau) &= \Omega[1+\alpha_l(\tau-\omega)], \end{aligned} \tag{2.3}$$

где α_c и α_l — константы, малые по сравнению с единицей, а ω — значение τ, при котором сечение захвата и потери электрона равны одной и той же величине Ω. Подставляя выражения (2.3) в (2.2), при этом получаем

$$\frac{d\bar{\tau}}{dx} = -\rho\Omega(\alpha_l-\alpha_c)(\bar{\tau}-\omega) \tag{2.4}$$

и, интегрируя, находим для среднего значения $\bar{\tau}(x)$ числа электронов в точке x

$$\bar{\tau}(x) = \omega + [\bar{\tau}(x_0) - \omega] \exp[-\rho\Omega(\alpha_l - \alpha_c)(x - x_0)], \tag{2.5}$$

если в точке x_0 пучок характеризовался заданным значением $\bar{\tau}(x_0)$.

Подобным же образом получаем из (2.1) и (2.3) для среднего квадратичного отклонения числа электронов в точке x

$$\overline{\Delta\tau^2(x)} = \frac{1}{\alpha_l - \alpha_c}\left\{\overline{\Delta\tau^2(x_0)} - \frac{1}{\alpha_l - \alpha_c}\right\} \cdot \exp[-2\rho\Omega(\alpha_l - \alpha_c)(x - x_0)]. \tag{2.6}$$

При больших значениях $(x - x_0)$, когда второй член в (2.6) исчезает, среднее квадратичное отклонение будет определяться только величиной $\alpha_l - \alpha_c$, и распределение вокруг среднего значения будет гауссовским, причем ширина (определяемая по значениям ординаты, равным половине максимального) составляет $2{,}35(\alpha_l - \alpha_c)^{-1/2}$.

В проведенном расчете предполагалось, что в каждом акте захвата или потери принимает участие лишь один электрон. Однако в действительности имеется значительная вероятность захвата или потери ионом нескольких электронов, особенно при столкновении с тяжелыми атомами. Эти эффекты могут быть без труда учтены в нашем описании введением в формулу (2.1) дополнительных членов, соответствующих сечениям $\sigma_l^n(\tau)$ и $\sigma_c^n(\tau)$ столкновений, при которых число электронов τ меняется на n. При этом в тех же приближениях, которые были сделаны при выводе (2.3), имеем

$$\begin{aligned} \sigma_l^n(\tau) &= \Omega_n[1 + \alpha_l^n(\tau - \omega_n)], \\ \sigma_c^n(\tau) &= \Omega_n[1 + \alpha_c^n(\tau - \omega_n)]. \end{aligned} \tag{2.7}$$

С помощью той же самой процедуры находим для среднего значения заряда и среднего квадратичного отклонения те же формулы (2.5) и (2.6), но с заменой Ω, $\Omega(\alpha_l - \alpha_c)$ и $\Omega(\alpha_l - \alpha_c)\omega$ соответственно на $\sum\limits_n \Omega_n \cdot n^2$, $\sum\limits_n \Omega_n \cdot n \cdot (\alpha_l^n - \alpha_c^n)$ и $\sum\limits_n \Omega_n \cdot n(\alpha_l^n - \alpha_c^n) \cdot \omega_n$. Таким образом, соударения, включающие изменения числа электронов на несколько единиц, влияют на величину среднего квадратичного отклонения; но до тех пор, пока величина n остается малой по сравнению с этим средним квадратичным отклонением, распределение сохраняет приблизительно гауссовский характер.

Когда рассматриваются баланс и флуктуации заряда ионов в средах большой плотности, в которой значительная часть или даже все ионы после столкновения остаются возбужденными вплоть до следующего столкновения, необходимо дальнейшее рассмотрение, поскольку сечения

потери и захвата электрона могут существенно зависеть от состояния возбуждения иона. Однако и в этом случае можно исследовать задачу таким же простым путем, если соответствующим образом определить средние значения сечений захвата и потери электрона с учетом их зависимости от степени возбуждения иона. Возбужденные состояния иона могут быть приняты во внимание и при рассмотрении баланса потери и захвата электронов в случае α-лучей. Но при этом соответствующий эффект, вообще говоря, будет иметь меньшее значение вследствие малой величины энергии связи электрона в возбужденных состояниях в противоположность свойствам многозарядных ионов, для которых потенциалы возбуждения могут быть в несколько раз меньше потенциалов ионизации.

Измерение отклонений ионов в магнитном поле после их вылета с твердой поверхности в вакуум позволяет находить заряд отдельных ионов при заданной длине пройденного ими в твердом теле пути (равной толщине тела). В газовой же среде непрерывное изменение заряда иона вследствие потери и захвата электронов позволяет определить лишь среднее значение заряда на значительном участке пути. Однако, меняя давление газа в камере, где происходит отклонение ионов, Лассен смог детально изучить постепенное изменение среднего заряда движущегося в газе иона от его величины в случае твердого тела до значения, соответствующего балансу в газе. Сначала заряд уменьшается очень быстро, что соответствует преобладанию захвата электронов над потерей, затем это падение постепенно замедляется, и средний заряд, как и следовало ожидать, примерно экспоненциально приближается к плоскому минимуму (ср. работу Лассена[4], рис. 2). Опыты по отклонению ионов в вакууме дают не только значения среднего заряда, бо́льшие, чем в газах, но и обнаруживают характерные флуктуации заряда с примерно гауссовским распределением (ср. Лассен[4], рис. 1). Несмотря на различие условий прохождения ионов через различные твердые вещества, эти флуктуации, как мы увидим, дают информацию о зависимости сечений захвата и потери электрона от заряда иона, дополняя сведения, которые могут быть получены с помощью изучения процесса постепенного установления среднего заряда ионов при их попадании из твердого вещества в газ.

§ 3. Приближенное описание строения иона

Строгое описание процесса соударений между многозарядными ионами и атомами представляет существенные трудности. Приближенный расчет эффекта соударений может быть получен, однако, с помощью

[4] N. O. Lassen. Phys. Rev., 1950, 79, 1016.

упрощенной атомной модели (ср. I, § 3.5). В этой модели связь электронов описывается с помощью простых понятий размера орбиты и орбитальной скорости, масштаб которых определяется величинами

$$a_0 = \frac{\hbar^2}{mc^2}, \quad v_0 = \frac{e^2}{\hbar}, \tag{3.1}$$

представляющими «радиус орбиты» и «скорость» электрона в основном состоянии атома водорода.

Для электрона в ионе, так же как и в атоме, мы введем радиус a, характеризующий размер области орбиты, и скорость v, определяемую соотношением

$$I = \frac{1}{2} mv^2, \tag{3.2}$$

где I — энергия связи. Для атома (или иона), заряд которого равен Z, мы таким образом имеем соотношения

$$a = a_0 \frac{\nu^2}{n}, \quad v = v_0 \frac{n}{\nu}, \tag{3.3}$$

в которых ν можно интерпретировать как эффективное квантовое число связанного состояния, а $Z-n$ — число электронов с радиусами орбиты, меньшими чем a, и соответственно скоростями, бо́льшими v.

Для основного состояния атома величина ν будет возрастать от значений, близких к единице, для наиболее сильно связанных электронов, затем достигать широкого максимума и, наконец, для самых внешних электронов снова уменьшаться до величины порядка 1. Для атомов, содержащих много электронов, максимальное значение ν будет с хорошим приближением равно $Z^{1/3}$. При этом мы имеем в соответствии с (3.3) приближенное выражение для распределения по скоростям

$$dn = Z^{1/3} \frac{dv}{v_0}, \tag{3.4}$$

справедливое для большей части электронов тяжелого атома, находящихся в основном состоянии. Возбуждение атома означает переход одного или более электронов из нормального состояния в незанятые состояния, соответствующие более высоким энергиям. В нейтральном атоме такие процессы для каждого электрона требуют обмена энергией того же порядка, что и энергия связи I. Правда, в случае внутренних электронов часть этой энергии может освободиться при последующих процессах перестройки, в результате которых происходит возбуждение других электронов или даже их удаление за пределы атома. Заметим, однако, что в дей-

ствительных процессах столкновений такое четкое разделение на две различные стадии не всегда может быть произведено и требует более внимательного сравнения эффективного времени столкновения и времен, определяющих динамику атомных процессов.

Упрощенная модель позволяет приближенно описать также и основное состояние тяжелых ионов с полным зарядом Z^*, составляющим значительную часть общего заряда ядра атома. Однако поскольку величина ν не достигает максимума, пока значение $Z-n$ не превосходит $Z/2$, для применимости формулы (3.4) существенно, чтобы Z^* было несколько меньше половины заряда ядра. Что касается возбужденных состояний многозарядных ионов, то ситуация в некотором отношении отличается от имеющей место для нейтральных атомов — в связи с существованием многих незанятых квантовых состояний со сравнительно большой энергией связи. В самом деле, если мы обозначим через ν^* эффективное квантовое число для наиболее слабо связанных электронов в основном состоянии иона, ионизационный потенциал которого равен I^*, энергия, требуемая для возбуждения большей части остальных электронов, будет порядка I^*/ν^*.

Для тяжелых ионов мы должны в общем случае считаться с распределением возбуждения между несколькими электронами. В действительных процессах соударения следует принимать во внимание не только то, что в начальном состоянии оказываются возбужденными более одного электрона, но и перераспределение возбуждения между электронами, которое даже в случае менее энергичных столкновений может происходить непосредственно после столкновения. Если полная энергия, полученная ионом, превосходит I^*, то произойдет освобождение электрона в течение промежутка времени, малого по сравнению с временем радиационных процессов. Для оценки времени жизни и свойств возбужденных ионов существенно также принимать во внимание, что энергия возбуждения, меньшая I^*, обычно распределяется между несколькими электронами.

На рис. 1 для иллюстрации представлена сводка полученных Лассеном результатов измерений заряда ионов ядерного деления в начале их пути в твердых веществах и газах при низких давлениях, которая дает ориентировочные сведения о значениях Z^* для быстро движущихся тяжелых ионов. Видно, что за исключением некоторых интересных особенностей в случае самых легких газов заряд ионов почти не зависит от атомного номера газа для обеих групп ионов ядерного деления. То же самое можно сказать и в отношении ионов в твердых веществах с поправкой на значительное различие в абсолютных значениях заряда в случае газов и твердых веществ, а также специфическую перестановку кривых, соответствующих значениям заряда для двух групп ионов деления.

Объяснение таких особенностей требует более глубокого рассмотрения процессов столкновения ионов с атомами вещества, в котором они

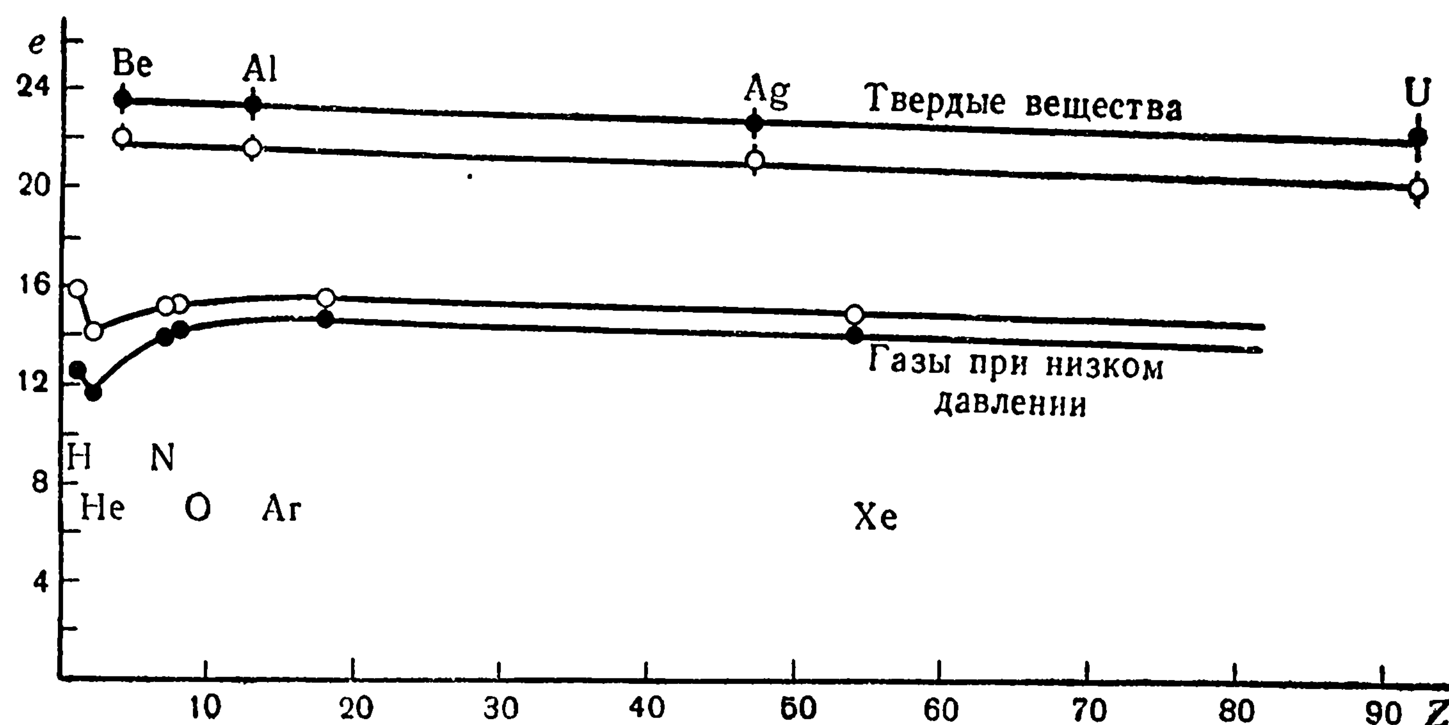


Рис. 1

движутся, в частности, состояния ионов перед столкновением. Однако для предварительного обсуждения можно заметить, что ориентировочное рассмотрение соотношения между потерей и захватом электронов ионами в основном состоянии приводит к выводу, что в состоянии равновесия скорость наиболее слабо связанных электронов v^* в ионе должна примерно равняться скорости иона V. В соответствии с соотношением (3.4) это дает грубую оценку заряда ионов при равновесии (см. I, § 4.4):

$$Z^* = Z^{1/3}\frac{V}{v_0}. \qquad (3.5)$$

Эта оценка действительно близко совпадает с результатами прямых измерений Лассена среднего заряда для тяжелой группы ионов деления в газах при низких давлениях.

В самом деле, для $V = 4v_0$ и $Z = 54$ мы имеем из формулы (3.5) значение $Z^* = 15$. Для легкой группы ионов деления ($V = 6v_0$, $Z = 38$) из (3.5) получается $Z^* = 20$, в то время как измеренное значение составляет около 16. Совершенно независимо от вопроса об обоснованности сравнения абсолютных значений заряда очевидное расхождение в относительных его значениях легко объясняется, если вспомнить, что формула (3.4) справедлива только в случае, если Z^* несколько меньше, чем $Z/2$. Это условие вполне удовлетворяется для ионов тяжелой группы, но не удовлетворяется для ионов легкой группы, для которой следует заменить $Z^{1/3}$, в формуле (3.5) на несколько меньшее значение.

Подобное же различие между двумя группами ионов четко выявляется также и при рассмотрении явлений торможения в случае прохождения ионов деления через газы. На рис. 2 в качестве иллюстрации приведены результаты Лассена, относящиеся к потере энергии для двух групп ионов на единицу длины их пути в аргоне. Как видно из гра-

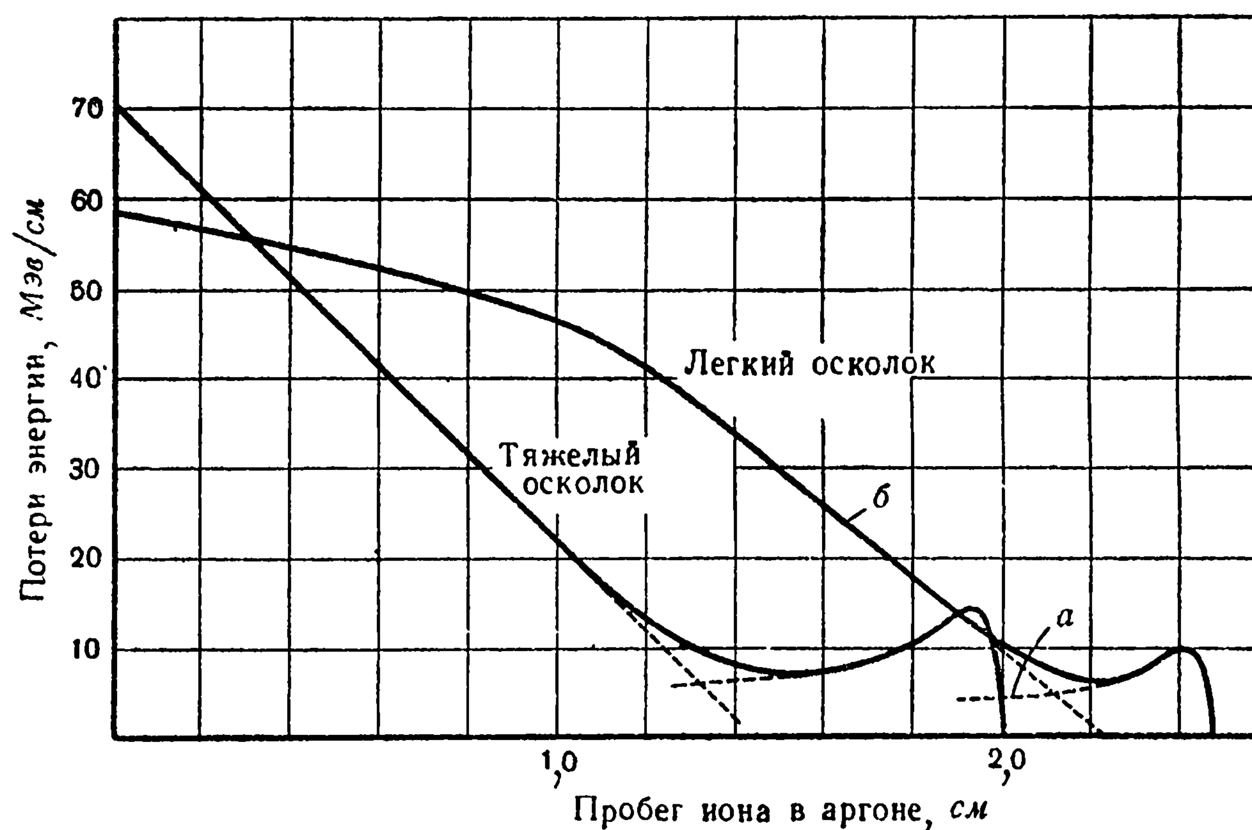


Рис. 2

фика, кривые состоят из двух частей, соответствующих скоростям, большим и малым по сравнению с v_0. В одной из этих частей торможение определяется главным образом электронными столкновениями, в то время как в другой — ядерными. Для ионов тяжелой группы потери энергии убывают линейно в начальной части пути. Для легкой же группы ионов в начале пути обнаруживаются аномалии, а линейное убывание возникает только после того, как скорость и заряд ионов значительно уменьшатся по сравнению с их первоначальными значениями. Как было замечено в I (§ 5.3), из простой теории потерь энергии заряженной частицей[5] следует, что в тяжелых газах линейное убывание энергии с расстоянием означает пропорциональность между Z^* и V в соответствии с формулой (3.5).

[5] Эта теория специально развита для случая таких зарядов и скоростей, для которых методы квантовомеханической теории возмущений применимы с высокой точностью. Недавно Линдхардом и Шарфом (J. Lindhard, M. Scharff. Dan. Math.-Fys. Medd., 1953, 27, № 15) было показано, что на этой основе с помощью простого статистического рассмотрения строения атома можно описать тормозную способность веществ в широкой области значений атомного номера и скоростей частиц. Как указывалось в I, в случае многозарядных ионов необходимо специальное рассмотрение, так как при этом не выполняются условия применимости теории возмущений. Данная в § 3.5 работы I оценка тормозной способности тяжелых атомов требует некоторого уточнения. Действительно, если при этой оценке принимать во внимание динамику электронной связи, придерживаясь точки зрения Линдхарда и Шарфа, результирующая тормозная способность будет, подобно тому как это имеет место в случае α-лучей той же самой скорости, примерно пропорциональна квадрату заряда иона и обратно пропорциональна его скорости; кроме того, она будет со значительной точностью изменяться пропорционально корню квадратному из атомного номера вещества.

В то время как для тяжелой группы ионов деления это соотношение справедливо для большей части пути ионов, в случае легкой группы значение $Z^{1/3}$, очевидно, должно быть заменено множителем, который в начале пути существенно возрастает с уменьшением скорости.

Что касается количественных оценок среднего заряда тяжелых ионов по данным о торможении и ионизации, следует принимать во внимание необходимость существенных уточнений. Действительно, более ранние оценки заряда ионов по данным об ионизации газов, основанные на теории прохождения через вещество точечных зарядов, приводили к значениям, почти столь же большим, как и полученные при прямых измерениях заряда ионов, выходящих из твердого вещества в вакуум. Для объяснения этого противоречия необходимо учитывать сложную структуру иона. В самом деле, при близких соударениях атомные электроны будут проникать внутрь иона, где эффективный заряд ядра значительно превосходит Z^*. Связанная с этим поправка при обсуждении в I (см. § 4.4 и 5.3) считалась несущественной, поскольку параметр столкновения b, входящих в формулу торможения в качестве эффективного минимального параметра столкновения, как раз равен диаметру иона. Однако вклад близких столкновений в тормозную способность вещества относительно велик в случае ионов деления, так как прицельный параметр для более далеких столкновений в квазиадиабатическом пределе всего лишь в несколько раз превосходит b. Это обстоятельство осложняет точную оценку тормозной способности, однако простые вычисления показывают, что поправка, связанная со строением атома, имеет тот самый порядок величины, который необходим для объяснения расхождения между ранними оценками заряда ионов деления в газах и прямыми его изменениями.

§ 4. Механизм потери и захвата электронов

В столкновениях многозарядных ионов с нейтральными атомами могут иметь место значительные изменения величины энергии связи электронов в атоме, в котором на ранней стадии столкновения более слабо связанные электроны будут испытывать большое влияние сильного поля иона. Передача энергии, связанная с возбуждением и ионизацией атомов, является фактически основным источником потерь энергии ионов. Однако при столкновениях возможны процессы, приводящие к возбуждению иона или к изменению его заряда вследствие потери или захвата им электрона. Строгое рассмотрение этих процессов представляет большую трудность, но благодаря тому обстоятельству, что в процессах потери и захвата электронов принимают участие связанные состояния с большими квантовыми числами, можно приближенно использовать ме-

ханическое рассмотрение, особенно для предсказания наиболее существенных черт механизма этих процессов.

При рассмотрении процесса потери электрона возникает вопрос о величине энергии, которую необходимо передать электронам иона при столкновении для их освобождения. Благодаря тому, что силы взаимодействия между соседними электронами малы по сравнению с силами, действующими на них со стороны общего поля иона, мы можем при рассмотрении величины передаваемой энергии в первом приближении независимо исследовать изменение энергии связи отдельных электронов под действием сил, которым они подвергаются в процессе соударения с атомами. При оценке этих сил в случае легких атомов можно считать, что процесс столкновения состоит из отдельных столкновений с ядром и с каждым из атомных электронов. В случае же тяжелых атомов, в которых орбитальные скорости части электронов больше скорости частицы V, мы должны принимать во внимание, что заряды электронов при столкновении сильно экранируют заряд ze ядра и образуют совместно с ним атомный остов, заряд которого z^* примерно равен $z^* = z^{1/3}(V/v_0)$ в соответствии с формулой (3.5). Поскольку электроны, наиболее слабо связанные с атомными ядрами, неспособны передать иону достаточную энергию, вследствие того, что их заряд и масса малы, главный вклад в процесс потери электрона вносит в случае легких атомов прямое действие голого ядра, а в случае тяжелых атомов — атомный остов.

Чтобы оценить сечение потери электрона, вспомним, что сечение столкновений тяжелой частицы с покоящимся свободным электроном, сопровождающихся передачей энергии, большей, чем T, дается известной формулой (ср. I, § 3.1)

$$\sigma = 2\pi a_0^2 z^{*2}\left(\frac{v_0}{V}\right)^2\left(\frac{mv_0^2}{T}-\frac{mv_0^2}{T_{\text{макс}}}\right), \tag{4.1}$$

где V — скорость частицы, z^*e — ее заряд. $T_{\text{макс}} = 2mV^2$ — верхний предел энергии, передаваемой при таком соударении.

Вводя значение $T = mv^2/2$ для каждого электрона, принадлежащего иону, и суммируя с помощью формулы (3.4), мы в первом приближении получаем из (4.1) для сечения потери электрона

$$\sigma_l = \pi a_0^2 z^{*2} Z^{1/3}\left(\frac{v_0}{v^*}\right)^3, \tag{4.2}$$

где z^* означает атомный номер для легких газов и заряд эффективного ядра для тяжелых газов; энергия связи наиболее слабо связанного электрона в основном состоянии иона характеризуется скоростью v^*, близкой к V.

Подобное беглое рассмотрение нуждается во введении нескольких существенных поправок. В действительности представляется незаконным предположение о том, что во время столкновения электрон может считаться свободным, так как орбитальная скорость по порядку величины равна V, а продолжительность столкновения сравнима с периодом обращения электрона. Поэтому оценка сечения прямого удаления электрона от иона, даваемая формулой (4. 2), оказывается несколько завышенной. Вместе с тем при оценках сечения потери электрона необходимо принимать во внимание, что в результате последующей перестройки электронов иона удаление электрона будет происходить уже тогда, когда энергия, переданная иону при столкновении, превосходит энергию связи I^* наиболее слабо связанного электрона в основном состоянии. Тем не менее можно надеяться, что эти поправки, связанные с различными эффектами и трудно отделимые одна от другой, в конечном счете скомпенсируют друг друга. С этой точки зрения представляет интерес то обстоятельство, что оценка сечения потери электрона для ионов деления в различных газах, полученная Беллом[6] путем численных расчетов, основанных на несколько других упрощающих предположениях, приблизительно согласуется с более общей формулой (4. 2). Поэтому указанная формула может быть использована в качестве основы при анализе экспериментов и в особенности при оценке изменения сечения потери электрона в зависимости от заряда иона.

Помимо эффекта потери электрона столкновения с атомами приводят к возбуждению иона. Оценка, полученная с помощью формулы (4.1), действительно дает для сечения возбуждения при прямом столкновении значение того же порядка, что и сечение потери электрона. Даже если иметь в виду, что часть энергии возбуждения будет затрачена при последующей перестройке на отрыв электрона, мы должны считать, что столкновения приводят к возбуждению иона, причем средняя величина энергии возбуждения может достигать значения $I^*/2$. В газах при низком давлении это возбуждение будет сниматься в промежутках между столкновениями за счет процессов излучения. Однако при высоких давлениях следует принимать во внимание начальное возбуждение иона, имеющееся перед столкновением, в результате чего полное сечение потери электрона увеличивается. Простая оценка с помощью формулы (4. 1) показывает, что если средняя энергия остаточного возбуждения перед столкновением равна εI^*, то сечение потери электрона увеличивается примерно на долю ε по сравнению с его значением в отсутствии возбуждения.

[6] G. I. Bell. Phys. Rev., 1953, 90, 548; см. также: Dissertation. Cornell University, 1951.

Оценка сечения захвата электрона ионом требует несколько более детального рассмотрения процесса столкновения атома и иона. Дело в том, что вероятность захвата электрона ионом в большой степени определяется обстоятельствами, при которых электрон покидает атом. Рассмотрим атомный электрон, движущийся со скоростью v по орбите радиуса a. По мере приближения иона с большим зарядом к атому электрон будет подвергаться сильному воздействию электрического поля. При этом возникает все более сильная поляризация, которая в конечном итоге может привести к разрыву связи. Чтобы оценить расстояние R между ионом и атомом, при котором электрон оказывается в состоянии покинуть атом, приравняем силу, действующую на электрон со стороны иона, той силе, которая удерживает этот электрон па его орбите в атоме:

$$\frac{Z^* e^2}{R^2} = \frac{mv^2}{a}. \qquad (4.3)$$

Однако следует принять во внимание, что равенство этих сил является не совсем точным условием для освобождения электрона. Процесс перехода электрона от атома к иону требует промежутка времени порядка a/v и поэтому, особенно в случае наиболее слабо связанных атомных электронов, за время перехода электрона ион может пройти расстояние, сравнимое с R.

После освобождения из атома электрон будет захвачен ионом, если его полная энергия по отношению к иону отрицательна. Белл[6] при оценке сечения захвата подобно тому, как это сделано здесь, предполагает, что если освобождение электрона происходит при расстоянии R от иона, то его скорость определяется соответствующим распределением импульсов в исходном связанном состоянии. Однако необходимо иметь в виду, что совместное действие полей атома и иона приводит к значительному изменению распределения скоростей по сравнению со случаем изолированного атома. Естественно ожидать, что скорость электрона будет быстро уменьшаться по мере постепенного ослабления связи с атомом. Поэтому в первом приближении мы можем принять, что к концу процесса перехода скорость электрона по отношению к иону не будет существенно отличаться от скорости иона. При этом предположении условием захвата электрона ионом является требование, чтобы к концу процесса расстояние между ионом и атомом было не больше значения R', определяемого соотношением

$$\frac{Z^* e^2}{R'} = \frac{1}{2} mV^2. \qquad (4.4)$$

Таким образом, в первом приближении, считая, что освобождение электрона происходит при расстоянии R, определяемом формулой (4.3),

сечение захвата электрона получаем равным πR^2 при $R' > R$ и равным нулю при $R' < R$. Из соотношений (4.3) и (4.4) видно, что при принятых предположениях может происходить захват только сильно связанных атомных электронов. В действительности в случае тяжелых атомов вклад в сечение захвата вносит главным образом небольшое число электронов, орбитальные скорости которых находятся в сравнительно узком интервале значений около $V/2$. Суммируя по атомным электронам, с помощью формулы (3.3) получаем приближенную оценку полного сечения захвата

$$\sigma_c = \pi a_0^2 Z'^2 z^{1/3} \left(\frac{v_0}{V}\right)^3, \tag{4.5}$$

справедливую для атомов, в которых большая часть электронов имеет скорости, сравнимые с V.

Несмотря на сугубо схематичное описание процесса захвата, можно ожидать, что оценка по формуле (4.5) не приведет к большой ошибке, поскольку неопределенности в оценках величин R и R' сглаживаются в процессе суммирования по атомным электронам. Это обстоятельство было замечено Беллом[6], который численным путем определял сечение захвата электронов ионами деления с разными зарядами и скоростями в различных газах. Несмотря на другой характер использованных Беллом предположений относительно кинетической энергии освобожденных электронов, его результаты в случае тяжелых газов приближенно согласуются с формулой (4.5). Надо заметить, что, как видно из формул (4.2) и (4.5), при близком соударении с тяжелым атомом освобождаются и захватываются ионом несколько электронов; такие электроны невозможно строго отличить от электронов, освобождающихся в процессе последующей перестройки возбужденного иона.

Что касается захвата электрона в самых легких газах, то здесь мы встречаемся с существенно иной ситуацией. Действительно, для ионов с большим зарядом и скоростью расчеты, приводящие к сечению, даваемому формулой (4.5), должны быть видоизменены, поскольку для связанных электронов в легких атомах расстояние R больше, чем R', т. е. больше предельного значения, при котором может происходить захват освобожденных электронов ионом, и эти электроны не будут вносить вклад в сечение. Чтобы объяснить существование отличного от нуля сечения захвата, необходимо принять во внимание, что освобождение электрона происходит постепенно, а величина R представляет некоторое среднее расстояние, при котором освобождение становится возможным. В действительности такой процесс идет с вероятностью в единицу времени, сравнимой с величиной v/a, и, таким образом, занимает довольно большой отрезок пути иона. Поэтому всегда существует небольшая вероятность того, что слабо связанный электрон останется внутри атома до

тех пор, пока ион не приблизится к нему на достаточно малое расстояние, чтобы смог произойти захват.

Детальный анализ этого процесса, несомненно, очень сложен, но можно сделать оценку на основе простых механических представлений. Полагая, что вероятность освобождения электрона из атома при расстоянии до иона, меньшем R', равна по порядку величины $(R'/V) \cdot (v/a)$, получаем следующую приближенную оценку для сечения захвата очень слабо связанных атомных электронов:

$$\sigma_c = \pi a_0^2 Z^{*3} \left(\frac{v_0}{V}\right)^7 \frac{n'^2}{\nu'^3}, \tag{4.6}$$

где связь электрона характеризуется экранированным зарядом ядра $n'e$ и эффективным квантовым числом ν'.

При обсуждении остаточного возбуждения иона следует иметь в виду, что электроны захватываются, вообще говоря, в высоко возбужденные состояния. В действительности в случае тяжелых атомов, для которых справедлива формула (4. 5), средняя энергия возбуждения электрона при захвате его ионом в основном состоянии составляет около $\frac{2}{3} I^*$; в случае же, описываемом формулой (4. 6), возбуждение оказывается еще более сильным и приближается к величине I^*. Относительно обсуждаемого в § 6 влияния остаточного возбуждения на баланс заряда при высоких давлениях заметим, что сечение захвата электрона при этом должно уменьшаться вследствие последующей перестройки электронной оболочки — в противоположность сечению потери электрона, которое возрастает благодаря эффекту остаточного возбуждения, о чем шла речь выше. Так, при средней энергии остаточного возбуждения, равной εI^*, оценка по формуле (4. 5) должна быть уменьшена на долю $^3/_2\varepsilon$, а оценка по формуле (4. 6) — еще сильнее.

§ 5. Обсуждение экспериментальных данных по захвату и потере электронов ионами деления в газах при низком давлении

При установлении того, в какой мере приближенные оценки сечений захвата и потери электронов, данные в § 4, могут быть использованы в качестве основы для обсуждения экспериментальных результатов, следует помнить, что в то время как потеря электронов описывается формулой (4. 2) с надлежащим образом определенным значением z^* и в легких и в тяжелых газах, для захвата электронов в этих двух случаях имеют место различные механизмы, приводящие к формулам (4. 5) и (4. 6)

соответственно. Поэтому при сравнении теории с экспериментом мы будем рассматривать эти случаи отдельно.

В случае тяжелых газов, для которых связь большей части атомных электронов характеризуется орбитальной скоростью, сравнимой или превосходящей скорость иона V, формулы (4. 2) и (4. 5) дают простую зависимость сечений захвата и потери электрона от заряда иона. Указанная зависимость для этих двух формул имеет противоположный характер: сечение захвата (4. 5) пропорционально Z^{*2}, в то время как сечение (4. 2) обратно пропорционально v^{*3} и потому изменяется примерно как Z^{*-3}. В частности, заметим, что оба эти выражения для всех тяжелых газов становятся равными при скорости V, близкой к скорости наиболее слабо связанных электронов v^*, в соответствии с приблизительной оценкой, использовавшейся при обсуждении баланса заряда в § 3.

Из формул (4. 2) и (4. 5) мы получаем для равных друг другу сечений захвата и потери в состоянии равновесия (в обозначениях § 2)

$$\Omega = \pi a_0^2 Z^{1/2} z^{1/2} \frac{v_0}{V}. \qquad (5.1)$$

Что касается оценки средней длины свободного пробега между столкновениями, сопровождающимися захватом или потерей электрона, которая определяет зависимость равновесного заряда от давления газа (§ 6), то здесь надо принять во внимание то обстоятельство, что в тяжелых газах при столкновениях в общем случае будет иметь место обмен несколькими электронами, так что в действительности длина свободного пробега должна быть несколько больше значения, соответствующего формуле (5. 1).

При низких давлениях экспериментальные данные, представленные на рис. 1, показывают, что равновесный заряд в случае тяжелых газов почти не зависит от атомного номера, что соответствует и теоретическим выводам. Однако надо иметь в виду, что при подобном сравнении мы имеем дело в основном с отношением между сечениями потери и захвата; между тем резкая и противоположная зависимость этих сечений от заряда иона означает, что равновесный заряд не очень чувствителен к величине этого отношения. Поэтому большое значение имеет возможность приближенной проверки численных выражений (4. 2) и (4. 5) по данным об эффектах, происходящих при переходе ионов из твердых веществ в газы и изученных Лассеном.

Для группы тяжелых ионов деления, попадающих в аргон низкого давления, теоретические оценки σ_l и σ_c как функции Z^* представлены двумя кривыми на рис. 3. Точке пересечения кривых соответствует равновесное значение заряда, которое хорошо согласуется с данными эксперимента. Пунктирная кривая на рисунке представляет разность между

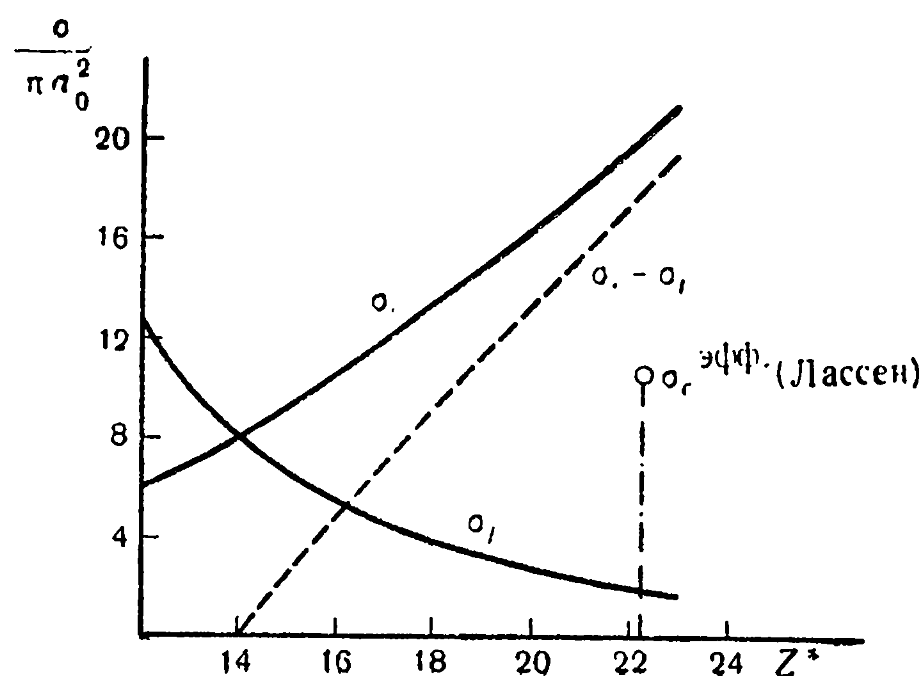


Рис. 3

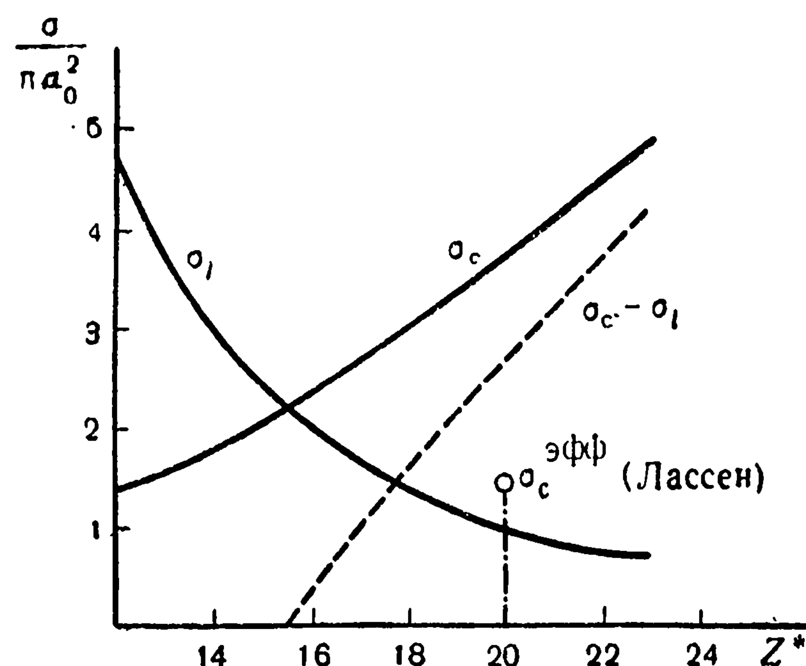


Рис. 4

сечениями захвата и потери для заряда ионов, превышающего соответствующее равновесное значение. Далее на рисунке представлено эффективное сечение захвата, полученное Лассеном для среднего заряда тяжелых ионов деления, вылетающих с твердой поверхности. Как упоминалось в § 2, эта оценка была получена из данных по скорости изменения заряда ионов в газе, причем для простоты было предположено, что сечением потери электронов можно пренебречь, а сечение захвата считалось постоянным в рассматриваемых пределах изменения заряда. Принимая во внимание, что в переходных процессах нам приходится иметь дело с некоторой средней разностью сечений потери и захвата внутри интервала между зарядом иона при его вылете с твердой поверхности и его равновесным зарядом в газе, мы видим, что оценка Лассена находится во вполне удовлетворительном соответствии с кривыми для сечений, представленными на рис. 3.

Подобным же образом кривые на рис. 4 представляют теоретические оценки величин σ_l, σ_c и разности $\sigma_c - \sigma_l$ для группы легких ионов деления в аргоне. По-прежнему, в соответствии с рассмотрением, проведенным в § 3, мы ввели в формулу (4. 2) вместо $Z^{1/3}$ несколько меньшее значение атомного номера, чтобы добиться совпадением точки пересечения кривых с измеренным равновесным зарядом. Мы видим, что оценки Лассена для сечения захвата легкими ионами деления, вылетающими с твердой поверхности в газ, также совместимы с ожидаемой из теоретических соображений, имея в виду ход кривых внутри области изменения заряда, соответствующей переходным эффектам.

Как показано в § 2, скорости изменения сечений захвата и потери с изменением заряда иона определяют величину флуктуации этого заряда ионов вдоль пути их движения. Формулы (4. 2) и (4. 5) приводят

к значению $1/(\alpha_l - \alpha_c) = Z^*/5$ в случае тяжелых газов при низких давлениях. Поскольку флуктуации заряда в газе не могут быть определены прямыми измерениями, интересно отметить, что эта оценка среднего квадратичного отклонения примерно соответствует наблюдаемым флуктуациям заряда ионов деления, вылетающих из твердых тел [4, 7].

Касаясь рассмотрения конкуренции между потерей и захватом электронов в легких газах, заметим, что в то время как сечение захвата для осколков деления в воздухе приближенно описывается той же формулой (4. 5), в формулу для сечения потери (4. 2) будет входить заряд атомного остова, несколько меньший величины $z^{1/3}\frac{V}{v_0}$, пригодной для случая тяжелых элементов. Поэтому можно ожидать, что равновесный заряд будет несколько меньше в воздухе, чем в аргоне, как это и было найдено Лассеном (ср. рис. 1). Аномалия в величине среднего заряда иона в легких газах, таких, как водород и гелий, представляют особый интерес. В частности, сравнительно высокое значение заряда иона в водороде указывает на более быстрое убывание сечения захвата, чем сечения потери, которое для самых легких элементов пропорционально z^2.

Хотя оценка (4. 6), вероятно, не дает точных численных результатов, можно надеяться, что относительное изменение сечения захвата с атомным номером, зарядом и скоростью иона описывается ею без большой ошибки. Это подтверждается сравнением формул (4. 6) и (4. 2) для легкой и тяжелой групп ионов деления в водороде и гелии. Измерения показывают, что для обеих групп ионов средний заряд в гелии примерно на 10% меньше, чем в водороде. Это обстоятельство естественно вытекает из формул (4. 2) и (4. 6), так как σ_l меняется пропорционально z^2, а σ_c — примерно пропорционально z^3; следовательно, в гелии заряд должен быть несколько ниже.

Для более точного количественного сравнения с формулами (4. 2) и (4. 6) вычислим σ_c, σ_l и равновесный заряд для двух групп ионов деления в водороде и гелии. Чтобы получить σ_l как функцию Z^*, нужно знать эффективное квантовое число ν^* для наиболее слабо связанного электрона. Для тяжелой группы ионов деления можно положить ν равным $Z^{1/3}$; для легкой группы мы можем принять несколько меньшее значение, получаемое по измерению равновесного заряда в аргоне при низких давлениях в предположении, что скорость наиболее слабо связанного электрона $v^* = V$. В табл. 1 приведены теоретические оценки значений равновесного заряда. Они сопоставлены с измеренными значениями; видно, что согласие очень хорошее. В той же таблице приведены сечения захвата, вычисленные Лассеном по измерению эффектов при переходе

[7] N. O. Lassen. Dan. Math.-Fys. Medd., 1951, 26, № 5.

ионов из твердых веществ в газы. Сравнение с теоретической оценкой разности сечений σ_c и σ_l для значений заряда, равных заряду вылетающих ионов, обнаруживает согласие, во всяком случае по порядку величины.

Таблица 1

Равновесный заряд и сечение захвата (в единицах πa_0^2) для ионов деления, движущихся с начальными скоростями в H_2 и He. Сравнение между данными измерений для ионов, вылетающих из урана[7,8], и теоретическими оценками по формулам (4.2) и (4.6)

	H_2		He	
	тяжелая группа	легкая группа	тяжелая группа	легкая группа
Z^* (эксп.)	12,7	15,8	11,6	14,1
Z^* (теор.)	12,2	15,7	10,9	14
$\sigma_c^{эфф}$ (эксп.)	0,9	0,025	3,2	0,3
$\sigma_c - \sigma_l$ (теор.)	0,9	0,02	(7,5)	0,2

[8] N. O. Lassen. Dan. Math-Fys. Medd., 1955, 30, № 8.

Измерения равновесного заряда ионов деления с меньшими скоростями[7] также приводят к различным результатам в случае тяжелых и легких газов, что, по-видимому, примерно соответствует теоретическим оценкам. Так, из наблюдений с аргоном получено, что для тяжелой группы ионов Z^* примерно пропорционально V, а для легкой группы Z^* меняется медленнее со скоростью иона; это согласуется с предположением, что в обоих случаях скорость v^* наиболее слабо связанного электрона ближе к V. Однако в самых легких газах примерная пропорциональность между v^* и V была найдена как для тяжелой, так и для легкой группы ионов. Это соответствует другому соотношению между v^* и V, которое определяется сравнением выражений (4.2) и (4.6).

§ 6. Зависимость среднего заряда иона от плотности вещества

Даже если учитывать, что после каждого столкновения с атомами ион остается в возбужденном состоянии, в случае газов при низком давлении можно считать, что все это возбуждение снимается посредством излучения в промежутках между столкновениями, и поэтому средний заряд иона зависит лишь от сечений захвата и потери электрона ионом в основном состоянии. В газах же при высоком давлении и в твердых

веществах следует иметь в виду, что ионы остаются в большей или меньшей степени возбужденными, и при оценке среднего заряда иона необходимо учитывать влияние остаточного возбуждения на баланс между потерей и захватом электронов.

Как уже отмечалось, возбуждение иона, возникающее непосредственно при столкновении с атомом, вообще говоря, распределяется в дальнейшем между электронами иона; если энергия возбуждения превосходит наименьший потенциал ионизации $I^* = \frac{mv^{*2}}{2}$, то это приводит к последующему испусканию электрона. В твердых веществах такая перестройка не успевает закончиться за время между последовательными столкновениями с атомами, но в газах даже при сравнительно высоких давлениях можно считать, что в начале каждого столкновения возбуждение оказывается более или менее равномерно распределенным между электронами иона, а его энергия не превышает I^*. В тяжелых газах среднее значение энергии возбуждения при столкновении составляет $I^*/2$, но в легких газах, например в водороде, особенно при большой скорости ионов, возбуждение может быть значительно бóльшим, так как захватываемые ионом электроны обычно оказываются очень слабо связанными с ионом.

Чтобы оценить степень возбуждения иона в промежутке между столкновениями в газе, примем, что снятие возбуждения излучением характеризуется средним временем τ, за которое ион проходит расстояние τV. Полагая, что средняя длина пробега иона между столкновениями равна λ, получаем известным способом, что относительное число ионов, сохранивших в среднем свое возбуждение в промежутке между столкновениями, равно $\frac{\tau V}{\tau V + \lambda}$. Считая, что при столкновении происходит захват или потеря только одного электрона, мы можем в обозначениях § 2 записать $\lambda = \frac{1}{2\Omega\rho}$ и для отношения $\bar{\varepsilon}$ средней энергии остаточного возбуждения к I^* получим

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\tau V \Omega \rho}{2\tau V \Omega \rho + 1}. \tag{6. 1}$$

В случае тяжелых газов в формуле (6. 1) следует использовать несколько меньшее значение Ω, чем даваемое формулой (5. 1), ввиду сравнительно большой вероятности потери или захвата нескольких электронов при близких соударениях. Однако для наиболее легких газов довольно велика вероятность таких столкновений, при которых происходит возбуждение иона без захвата или потери им электронов, вследствие чего сечение Ω в (6. 1) должно быть заменено на несколько большее значение.

Чтобы оценить влияние остаточного возбуждения на баланс между потерей и захватом электронов, запишем, обобщая естественным образом формулы (2. 3),

$$\begin{aligned} \sigma_c &= \Omega\,[1 - \beta_c\varepsilon + \alpha_c(\tau - \omega)], \\ \sigma_l &= \Omega\,(1 + \beta_l\varepsilon + \alpha_l(\tau - \omega)], \end{aligned} \qquad (6.2)$$

где Ω, ω, а также константы α_c и α_l относятся к основному состоянию иона, а $\beta_c\varepsilon$ и $\beta_l\varepsilon$ — относительные изменения сечений для иона с энергией возбуждения εI^*.

В отсутствие возбуждения равновесный заряд иона равен $Z - \omega$; формулы (6. 1) и (6. 2) приводят к смещению равновесного значения заряда на величину

$$\Delta Z^* = \frac{\beta_l - \beta_c}{\alpha_l - \alpha_c}\bar{\varepsilon} = \frac{\beta_l - \beta_c}{\alpha_l - \alpha_c}\,\frac{\tau V \Omega \rho}{2\tau V \Omega \rho + 1}. \qquad (6.3)$$

При малых плотностях смещение ΔZ^* пропорционально ρ, а при больших стремится к своему максимальному значению $(\beta_l + \beta_c)/2\,(\alpha_l - \alpha_c)$. Используя для $\alpha_l - \alpha_c$ значения, полученные в соответствии с формулами (4. 2), (4. 5) и (4. 6), а для $\beta_c + \beta_l$ — оценку § 4, получаем, что максимальное значение ΔZ^* для тяжелых веществ составляет около $Z^*/5$, а для легких — несколько больше.

Этот результат хорошо согласуется с экспериментами Лассена[9], которые показывают, что средний заряд при возрастании давления, по-видимому, достигает постоянного значения, примерно в три раза большего, чем при низких давлениях.

В то время как излучение возбужденного иона не влияет на постоянную величину заряда при больших давлениях, возрастание заряда при низких давлениях является прямым результатом конкуренции процессов возбуждения при столкновениях с атомами газа и снятия этого возбуждения посредством излучения. Приведенное выше простое описание излучения с помощью понятия эффективного времени жизни τ согласуется с наблюдаемым почти линейным ростом заряда иона с увеличением давления. В табл. 2 даны значения величины p_1, представляющей изменение давления, при котором средний заряд иона изменяется на единицу; эта величина оценивалась по наклону кривых в экспериментах Лассена для различных газов.

Таблица содержит также соответствующие значения радиационного времени жизни τ, вычисленные с помощью формулы (6. 3).

[9] N. O. Lassen. Dan. Math.-Fys. Medd., 1951, 26, № 12.

Таблица 2

Измеренные значения p_1 для двух групп ионов деления в разных газах[7,8] и соответствующие значения времен жизни.
(Неточность в определении p_1 составляет примерно множитель ~ 2)

	Тяжелая группа			Легкая группа		
	H_2	He	Ar	H_2	He	Ar
p_1, *мм*	11	12	4	30	15	5
$\tau \cdot 10^{11}$, *сек*	2.7	1.2	0.2	4	3.5	0.4

Для простой оценки радиационного времени жизни τ возбужденного состояния электрона можно написать

$$\tau \approx \tau_0 \frac{\nu^5}{Z^{*4}}, \quad \tau_0 = 0{,}9 \cdot 10^{-10} \text{ сек}, \tag{6.4}$$

где Z^* — заряд иона, а ν — эффективное квантовое число, которое превосходит квантовые числа наиболее слабо связанных электронов в основном состоянии иона (но сравнимо с ними). Радиационные времена жизни, вычисленные по формуле (6. 4), по порядку величины совпадают со значениями, полученными с помощью формулы (6. 3), которые приведены в табл. 2. Значительно бо́льшие значения τ для водорода и гелия по сравнению с аргоном, возможно, объясняются меньшей величиной заряда иона и возбуждением более высоких состояний электронов в случае легких газов. Правда, в таком точном сравнении содержится довольно большая неопределенность, особенно связанная с оценкой величины Ω, которая, как уже упоминалось, может оказаться значительно большей для легких газов, объясняя тем самым (по крайней мере частично) бо́льшие значения τ для водорода и гелия по сравнению с аргоном.

В то время как в газах при сравнительно низких давлениях, как мы видели, время между столкновениями может быть того же порядка, что и радиационное время жизни возбужденного состояния иона, в твердых телах прохождение ионов сопровождается очень частыми столкновениями с атомами, так что при этом, как и в газах при высоком давлении, можно пренебречь снятием возбуждения посредством излучения. Однако даже в твердых телах частота столкновений V/λ остается меньшей частоты орбитального вращения электронов иона $\omega = v/a$. Действительно, так как орбитальные скорости электронов иона сравнимы с V, отношение

упомянутых частот для тяжелых атомов примерно равно отношению радиуса иона к расстоянию между атомами твердого вещества, а для легких атомов имеет еще меньшую величину. Поэтому при рассмотрении начальных стадий процессов механизмы индивидуального захвата и потери электрона не отличаются принципиально в газах и твердых веществах, так что значительная разница в величине равновесного заряда в этих двух случаях явно указывает на последующую перестройку возбужденного состояния иона. Что касается такой перестройки, то в твердых веществах большая частота столкновений уменьшает возможность перераспределения возбуждения между электронами иона. Фактически время τ_{dis}, в течение которого возбуждение одного электрона распределяется между несколькими электронами, велико по сравнению с периодом обращения электронов, и мы можем считать, что время между столкновениями в твердых веществах также меньше τ_{dis}. Поэтому соотношение между процессами столкновения и перераспределения возбуждения между электронами может оказаться таким, что энергия возбуждения иона превысит минимальную энергию ионизации I^*. Описание состояния иона в равновесии становится особенно простым, если предположить, что за время между столкновениями не успевает произойти какое-либо перераспределение возбуждения иона. В этом случае электрон, захваченный в возбужденное состояние, будет потерян ионом из того же состояния, так что баланс захвата и потери должен соблюдаться для каждого отдельного электрона.

Быстрый рост сечения потери электрона по мере уменьшения энергии связи приводит к тому, что полный баланс потери и захвата электронов будет существенно сдвигаться при подавлении перестройки возбуждения иона, несмотря на то, что такая перестройка сама по себе может приводить к освобождению электрона из иона. Фактически при столкновениях иона с атомами электроны могут освобождаться из состояний, энергия связи которых соответствует скорости электрона, почти равной $2V$. Можно считать, что даже в твердых веществах состояния электронов иона с большей энергией связи полностью заняты, а в более высоких состояниях имеется лишь небольшое число электронов, определяемое балансом захвата и потери электронов. Грубая оценка на основе этих предположений дает, что средний заряд иона будет около $\frac{3}{2}\frac{V}{v_0}\nu$, где ν — квантовое число электронов иона, орбитальная скорость которых лежит в пределах от V до $2V$.

На рис. 1 были показаны измеренные значения равновесного заряда ионов деления в различных твердых веществах и газах при низком давлении. Видно, что для тяжелой группы ионов при прохождении через твердое вещество заряд примерно соответствует приведенной выше оценке, так как эффективное квантовое число $\nu \approx Z^{1/3}$. Для легкой же группы

ионов даже при рассмотрении заряда в газах обнаруживалось, что ν несколько меньше $Z^{1/3}$, а в твердых веществах вследствие эффективного срыва электронов оно должно быть еще меньше.

Этим объясняется тот результат, что в твердых веществах для ионов легкой группы заряд оказывается несколько меньше, чем для ионов тяжелой группы, в противоположность тому, что имеет место в газах. На рис. 1 видно также небольшое, но заметное уменьшение заряда ионов с возрастанием атомного номера проходимого твердого вещества. Это указывает на более слабое постепенное изменение баланса между захватом и потерей электронов; возможно, оно связано с увеличением средней энергии связи захватываемых электронов для тяжелых элементов по сравнению с более легкими, вследствие чего уменьшается вероятность последующей потери электрона.

Таким образом, хотя многие характерные различия среднего заряда ионов в плотных и разреженных веществах представляется возможным объяснить на основе простого механического рассмотрения, следует подчеркнуть, что мы сталкиваемся здесь с очень сложной проблемой, которая требует дополнительных экспериментальных и теоретических исследований для подробного выяснения.

При более тщательном сравнении с экспериментальными результатами следует учитывать, что при прохождении через плотные вещества высокая степень возбуждения иона может приводить к испусканию ионом электронов сразу же после его выхода из веществ в вакуум, что приводит к некоторому увеличению измеренных значений заряда. Можно также заметить, что при сравнении эффективности торможения ионов в плотных и разреженных веществах главное внимание следует обратить на значительное различие в этих двух случаях заряда ионов с определенной скоростью.

Подобные вопросы необходимо также рассматривать при сравнении явлений прохождения быстрых тяжелых ионов через газообразные вещества с реально наблюдаемым в виде треков в фотоэмульсии проникновением многозарядных космических ионов (ср., например,[10]). Однако получаемый при таких исследованиях богатый экспериментальный материал относится к значительно более широкому интервалу энергии, чем в случае эксперимента с ионами деления. Поэтому оценки сечений захвата и потери электрона, определяющих равновесное значение заряда таких быстрых космических ионов и его изменение вдоль пути иона в фотоэмульсии, требуют иного рассмотрения, выходящего за пределы обсуждаемых в этой статье вопросов.

[10] H. L. Bradt, B. Peters. Phys. Rev., 1950, 77, 54.

ОТКРЫТИЕ РИДБЕРГОМ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЗАКОНОВ *

Мне доставило большое удовольствие принять приглашение на эту конференцию, посвященную столетнему юбилею со дня рождения Ридберга, на которой силами столь многих специалистов с разных концов света будет дан обзор современного уровня наших знаний о спектроскопии, памятуя о пионерской работе Ридберга в этой области. Я хотел бы особо подчеркнуть прямую преемственность между его замечательными открытиями и развитием наших представлений о строении атома, а также поделиться некоторыми собственными воспоминаниями.

Как известно, открытие Ридбергом спектроскопических закономерностей явилось результатом большого интереса, проявлявшегося им к проблеме взаимоотношений, существующих между химическими элементами, которая во второй половине прошлого века была выдвинута на передний план прежде всего работами Менделеева. Замечательная периодичность физических и химических свойств элементов, расположенных в порядке возрастания их атомных весов, поразила пытливое воображение Ридберга. Склонный к численным расчетам, он особенно заинтересовался оптическими спектрами, в которых высокая точность измерений допускала установление весьма строгих арифметических соотношений.

Выдающимся достижениям Ридберга в этой области способствовала счастливая интуиция, которая с самого начала подсказала ему необходимость отыскания соотношений не между непосредственно применяемыми длинами волн спектральных линий, но между обратными им величинами, которым соответствует число длин волн, укладывающихся на единице длины, т. е. тем, что теперь называется волновым числом. К этому выводу он пришел исходя из постоянного значения разностей между волновыми числами в случае так называемых дублетных и триплетных линий. Обнаружение Ридбергом этого постоянства интервалов было оригинальным открытием, но когда его работа была продвинута

* *Rydberg's Discovery of the Spectral Laws.* Lunds Univ. Årsskrift 1955, adv. 2, 50, 15—21.

уже достаточно далеко, он — по его собственному честному и скромному признанию — узнал, что существование такого рода соотношений в случае сложных линий было установлено несколькими годами ранее Хартли. Однако Ридберг гораздо более глубоко вник в этот вопрос и широко использовал разности волновых чисел как основной инструмент для выяснения спектральных закономерностей.

Дальнейшие возможности в деле решения этой задачи предоставляло изучение так называемых спектральных серий, которые в течение предшествующего десятилетия были открыты во многих спектрах Ливингом и Дьюаром. Линии в пределах каждой серии обнаруживают сходство в своем внешнем облике (резкие, диффузные и т. п.), а также постепенное и гармоничное уменьшение как интенсивности, так и расстояния между соседними линиями. Затем Ридберг обнаружил, что все серии проанализированных спектров, будучи описаны в терминах волновых чисел и при соответствующем выборе начала отсчета шкалы волновых чисел, демонстрируют столь тесные взаимосвязи, так что он получил возможность представить эти волновые числа линий каждой серии в виде разностей между неким постоянным членом и членом, который одинаковым образом уменьшался по мере продвижения в пределах серии. Соответствующее соотношение он выразил формулой

$$\sigma = a - \varphi(n + \alpha), \qquad (1)$$

где n — целое число, которое служит для определения порядкового номера сериальной линии, φ является некой универсальной функцией, в то время как a и α оказываются постоянными, характерными для каждой отдельной серии.

В качестве первой попытки определения функции φ, которая с очевидностью должна была стремиться к нулю по мере возрастания n, Ридберг использовал выражение

$$\varphi(n + \alpha) = \frac{C}{n + \alpha}, \qquad (2)$$

но не получил ни удовлетворительного согласия для далеких серий, ни требуемого постоянства величины C для всех серий. Тогда в качестве лучшей альтернативы он попытался выбрать φ в виде

$$\varphi(n + \alpha) = \frac{R}{(n + \alpha)^2}. \qquad (3)$$

В своей знаменитой работе, представленной Шведской академии в 1899 г., он пишет, что как раз тогда, когда он занимался проверкой этой формулы, он узнал об открытии Бальмером простого закона

$$\lambda = B\frac{n^2}{n^2 - 4}, \qquad (4)$$

который с такой удивительной точностью представлял длины волн известной серии спектра атома водорода. Заменяя длины волн соответствующими волновыми числами, Ридберг записал формулу Бальмера в виде

$$\sigma = \frac{R}{2^2} - \frac{R}{n^2}, \qquad (5)$$

представлявшем собой частный случай его собственной формулы. Такие соображения подводили его к точному определению новой, предположительной универсальной константы R, которая теперь называется постоянной Ридберга, и вскоре он оказался в состоянии не только проверить весьма общую справедливость формул (1) и (3), но смог с их помощью со значительной точностью определить значения постоянных a и α для любой серии.

Этот большой успех позволил Ридбергу проследить еще более глубокие связи между различными сериями, составляющими спектр элемента. В самом деле, он обнаружил, что не только некоторые серии с различающимися значениями α характеризуются одним и тем же значением a, но и что в любой серии значение этой постоянной a обязательно совпадает с одним из переменных членов (термов) в каких-либо других сериях того же элемента. В частности, Ридберг нашел, что различие между пределом главной серии и общим пределом для диффузной и резкой серий как раз равно волновому числу первого члена главной серии — результат, который, как известно, был позднее независимо получен Шустером. Таким образом, в своей оригинальной работе Ридберг предложил следующую исчерпывающую формулу, описывающую любую спектральную линию элемента:

$$\sigma = \frac{R}{(n_1 + \alpha_1)^2} - \frac{R}{(n_2 + \alpha_2)^2}, \qquad (6)$$

согласно которой каждой серии соответствует постоянное значение n_1 и различные значения n_2. В этой схеме характерная сложность многих линий серии непосредственно объяснялась множественностью значений α.

Говоря о пределах применимости своей окончательной формулы, Ридберг высказывался с замечательной тонкостью и осторожностью. С одной стороны, он хорошо знал, что специальная форма двух комбинирующихся по формуле (6) термов не приводит к строгому согласию с данными наблюдений. С другой стороны, он подчеркивал, что его формула в основных существенных чертах удовлетворяет условиям общности, которые требуются от фундаментальных законов природы. Эта позиция особенно четко выражена в последней части статьи Ридберга при обсуждении сериальных формул, которые как раз в то время

были использованы Кайзером и Рунге для представления результатов их обширных и точных измерений спектральных линий. Высоко оценивая большую точность их формул, Ридберг отметил, что в его намерения входило не получение подходящей интерполяционной формулы для каждой индивидуальной серии, но скорее отыскание неких универсальных соотношений с использованием в процессе вычислений как можно меньшего числа констант.

Однако поиски механизма, который мог бы объяснить спектральные закономерности, к тому времени натолкнулись на казавшиеся непреодолимыми трудности. Здесь особенно уместно напомнить замечание Рэлея о том, что любой анализ нормальных типов колебаний устойчивой механической системы приводит к соотношениям между квадратами частот, а не между самими частотами. Как известно, Ритц, вдохновленный объяснением эффекта Зеемана, данного Лоренцем, попытался объяснить спектральные законы с помощью введенного им представления об атомных магнитных полях, влияние которых на электрически заряженные компоненты атома — в противоположность влиянию обычных механических сил — существенно зависит от скоростей. Однако несмотря на все остроумие таких попыток на этом пути не удалось достигнуть объяснения спектральных законов, не входя в противоречие с интерпретацией других атомных свойств.

Все же глубокое исследование Ритцем спектральных проблем, особенно подкрепленное его тесным сотрудничеством с Пашеном, привело его к различным уточнениям численных формул для спектральных серий и к предсказанию новых серий, что по существу завершало анализ многих линейчатых спектров. В связи с этой работой, важное значение для которой, несомненно, имели открытия и оригинальные концепции Ридберга, Ритц в 1908 г. установил общий закон, известный ныне как комбинационный принцип Ридберга—Ритца, согласно которому волновое число любой линии спектра может быть строго представлено в виде

$$\sigma = T_1 - T_2, \qquad (7)$$

где T_1 и T_2 — два члена из набора термов, характерных для данного элемента.

Новая эпоха в развитии наших представлений о строении атома началась вскоре, с открытием Резерфордом в 1911 г. атомного ядра. Это открытие привело к замечательно простой картине атома как системы электронов, движущихся вокруг центрального заряженного ядра ничтожно малых размеров, в котором сконцентрирована практически вся масса атома. Сразу же стало ясно, что все физические и химические свойства элемента, которые зависят от взаимодействия атомных электронов, в большой степени регулируются полным зарядом ядра, определяющим число электронов в нейтральном атоме. Этот так называемый

атомный номер с очевидностью следовало идентифицировать с порядковым номером элемента в периодической таблице, который является главным фактором, управляющим свойствами элементов, на что так отчетливо указывал Ридберг. Как известно, эта точка зрения несколькими годами позже нашла решающее подтверждение в фундаментальных исследованиях Мозли в области характеристических рентгеновских спектров элементов. Интересно напомнить, что его определение атомных номеров всех без исключения химических элементов в различных отношениях подтвердило ожидавшиеся Ридбергом длины периодов менделеевской таблицы.

Однако сразу же вслед за открытием Резерфорда возникли еще бо́льшие трудности в объяснении спектральных закономерностей на основе классической физики. В самом деле, с точки зрения обычной механики и электродинамики система точечных зарядов не могла быть стабильной, что было необходимо для объяснения постоянства специфических свойств элементов, столь впечатляющим образом проявляющихся в их линейчатых спектрах. В частности, излучение, обусловленное движением электронов, должно было являться причиной непрерывной потери ими энергии, сопровождающейся постепенным изменением частоты вращения и уменьшением размеров их орбит, до тех пор, пока электроны не сливались бы с ядрами, образуя миниатюрные нейтральные системы.

Ключ к пониманию проблемы стабильности атомов и природы линейчатых спектров был найден лишь с открытием универсального кванта действия, к которому пришел в начале нашего века Планк в результате искусного анализа явлений теплового излучения. Как известно, спустя несколько лет вслед за этим Эйнштейн указал, что формула Планка $E=nh\omega$, представляющая возможные значения энергии гармонического осциллятора с частотой колебаний ω, позволяет не только объяснить наблюдавшиеся при низких температурах аномалии в поведении теплоемкости различных веществ, но что характерные особенности атомного фотоэффекта также требуют представления о том, что излучение и поглощение света с частотой $\nu=c\sigma$ происходит в виде так называемых световых квантов или фотонов с энергией $h\nu$. Хотя более глубокий анализ этих явлений в рамках привычных представлений был невозможен, как это было особенно ясно видно из связанной с понятием фотона дилеммы о структуре излучения, было очевидно, что здесь мы имеем дело с существенными особенностями атомных процессов в целом, особенностями, совершенно чуждыми представлениям классической физики.

На этой основе сама собой напрашивалась идея о том, что при любом изменении энергии атома мы сталкиваемся с процессом перехода между двумя стационарными квантовыми состояниями и что любое излучение, участвующее в таком процессе перехода, проявляется в форме фотона.

В самом деле, так называемые квантовые постулаты сразу же позволяли дать интерпретацию комбинационного принципа, отождествив численные значения каждого спектрального терма, умноженные на hc, с энергией возможного стационарного состояния атома. Более того, было указано решение казавшейся загадочной случайной природы явлений избирательного поглощения и излучения света атомами. При обычных условиях атом находится в своем нормальном состоянии с наименьшей энергией, соответствующей наибольшему значению спектрального терма, величина которого задавалась пределом главной серии. Понятно поэтому, что в процессе избирательного поглощения проявляется только эта серия, в частности, в пределе наступает поглощение в непрерывном спектре, которое, очевидно, соответствует удалению электрона из атома. Вскоре эти выводы были непосредственно подтверждены знаменитыми опытами Франка и Герца по возбуждению спектральных линий электронными соударениями. Эксперименты показали, что любой возможный обмен энергией между электроном и атомом соответствует переходу атома из нормального состояния в более высокое стационарное состояние и что минимальная энергия, необходимая для ионизации атома, как раз равна умноженному на hc значению волнового числа, соответствующего пределу главной серии.

Вспоминая оживленные дискуссии тех лет, быть может, интересно рассказать о беседе между Эйнштейном и Хевеши, которым я, как один из учеников Резерфорда, в то время сообщал о новых взглядах и перспективах. Когда Эйнштейна спросили о его отношении к этим идеям, он ответил, что они не абсолютно чужды его образу мыслей, но добавил в шутку, что он чувствует, что, если бы они были восприняты всерьез, это означало бы конец физики. Оглядываясь назад, можно признать это высказывание справедливым. В самом деле, нам ведь пришлось пересмотреть все наши представления о том, что следует понимать под физическим объяснением. Между тем оказалось возможным шаг за шагом в еще большей степени использовать спектроскопические данные для расширения наших знаний о строении атома. Достижение этой цели, как мы знаем, потребовало развития соответствующего математического аппарата, существенно отличавшегося от аппарата классической физики. Но для начала следовало подойти к решению проблем, попытавшись использовать более простые методы. Руководящим принципом при этом оказался в первую очередь так называемый принцип соответствия, который характеризовала попытка применить к рассмотрению всех явлений обычные физические представления, не вступая непосредственно в противоречие с квантовым постулатом.

Первым шагом было установление формулы

$$R = \frac{2\pi^2 e^4 m}{ch^3}, \tag{8}$$

выражающей постоянную Ридберга через массу m и заряд e электрона и фундаментальные константы c и h. В самом деле, можно было показать, что это соотношение является необходимым условием того, чтобы частоты линий спектра атома водорода асимптотически стремились к некоторым пределам, как и частоты вращения электрона по кеплеровским орбитам вокруг тяжелого ядра с единичным зарядом. Подобные представления одновременно давали простое объяснение появления постоянной Ридберга в описании спектров других элементов, если принять, что рассматриваемые серии возникают в результате перехода между стационарными состояниями, в которых один из атомных электронов связан с ядром менее сильно, чем другие, и что поэтому силы, оказываемые на него со стороны ионного остова, по крайней мере на больших расстояниях имеют очень большое сходство с силами, действующими на электрон в атоме водорода.

Специальная проблема возникла в связи с вопросом о происхождении серии линий, впервые наблюдавшихся в 1899 г. Пиккерингом в спектрах звезд. Эта серия с большой точностью описывалась формулой

$$\sigma = R\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{\left(n+\frac{1}{2}\right)^2}\right). \tag{9}$$

В связи с тем, что эта серия очень походила на бальмеровскую, ее приписали водороду, и эта точка зрения, казалось, в сильной степени подкреплялась работой Ридберга, который сравнил между собой серии Бальмера и Пиккеринга, с одной стороны, и диффузными и резкими сериями других спектров, с другой. При этом им было предсказано существование еще одной водородной серии

$$\sigma = R\left[\frac{1}{\left(\frac{3}{2}\right)^2} - \frac{1}{n^2}\right], \tag{10}$$

соответствующей обычной главной серии.

К 1912 г. Фаулер в процессе изучения сильного разряда в смеси водорода и гелия обнаружил не только линии серии Пиккеринга, но и серию линий, описываемых формулой (10), а также и еще одну серию, представляемую формулой

$$\sigma = \left[\frac{1}{\left(\frac{3}{2}\right)^2} - \frac{1}{\left(n+\frac{1}{2}\right)^2}\right]. \tag{11}$$

Однако отнесение всех этих линий к спектру атома водорода было несовместимо с принципом соответствия, который, напротив, наводил на

мысль, что серия Пиккеринга, а также и серии (10) и (11) следует приписывать иону гелия, представляющему собой электрон, связанный с ядром с зарядом, равным двум единичным. В самом деле, ожидалось, что такая система будет давать спектр того же типа, что и атом водорода, с той разницей, что для нее величину R следовало заменить на $4R$.

Эти идеи на первых порах оспаривались ведущими спектроскопистами, в том числе Фаулером и Рунге. Я, в частности, припоминаю предупреждение, сделанное Рунге на коллоквиуме в Геттингене и направленное против столь очевидно произвольного использования спектроскопических данных теоретиками, которые, как ему казалось, не ценят должным образом красоту и гармонию общей картины спектральных серий, обнаруженных прежде всего благодаря изобретательности Ридберга. Однако этот спор был вскоре разрешен ко всеобщему удовлетворению. Не только линии Пиккеринга и Фаулера вскоре после этого наблюдались Эвансом в гелии высокой чистоты, в котором отсутствовали следы линий водорода; более того, оказалось даже возможным показать, что незначительные отклонения линий, измеренных Фаулером, от формулы Ридберга в точности соответствуют небольшой поправке к ридберговской постоянной, выведенной чисто теоретически, если принять во внимание реальные значения масс атомных ядер.

Важным выводом из всей этой дискуссии было признание того факта, что определенные серии спектра магния, наблюдавшиеся Фаулером в сильном искровом разряде, могли быть сведены в более простую схему серий за счет замены постоянной Ридберга на $4R$. Подобные системы серий, в открытие которых в случае многих элементов Фаулер, а также Пашен внесли столь значительный вклад в последующие годы, известны теперь как искровые спектры. В противоположность обычным дуговым спектрам, возникающим от нейтральных атомов, эти спектры относятся к ионам единичного заряда, в которых слабо связанный электрон оказывается в условиях, сходных с теми, которые характеризуют электрон в ионе гелия. Полностью оправдалось также и предсказание о том, что ионы еще большего заряда, $N \cdot e$, должны дать спектры, соответствующие обобщенной схеме Ридберга, в которой в общем случае постоянная Ридберга будет иметь вид N^2R. Едва ли мне необходимо говорить обо всем этом подробнее здесь, в этом превосходном институте, руководимом Эдленом, который, к восхищению всех физиков, с таким мастерством и настойчивостью в течение ряда лет получает и анализирует многообразие спектров многократно ионизованных атомов.

В рамках этого короткого доклада я ограничился пионерской работой Ридберга и некоторыми аспектами, вытекавшими из его открытия. Этому открытию довелось сыграть решающую роль на начальных этапах развития атомной физики, когда спектроскопические данные предоставили нам возможность так глубоко проникнуть в проблему строения атома.

В частности, благодаря ему мы пришли к классификации связанных состояний электрона в оболочечной структуре, объяснившей во всех деталях свойства периодичности элементов. Истинная кульминация этого полуэмпирического приближенного подхода, характерного для рассмотренного первого периода, наступила, когда Паули сформулировал свой принцип исключения, который впоследствии столь гармонично вошел в систему рациональных методов квантовой теории. Эти методы, хотя и заставили нас отказаться от привычных наглядных представлений, не уступают классической механике и электродинамике в последовательности и закономерности, и обеспечивают прочную основу для использования неисчерпаемых спектроскопических данных.

Для представителей нашего поколения было поистине большой удачей оказаться свидетелями всего этого развития науки, которое временами протекало с почти ураганной скоростью. Так, я особенно отчетливо припоминаю конференцию, которая с успехом проходила здесь, в Лунде, в 1919 г., когда новый этап исследований был открыт работами Зоммерфельда и его школы, а перспективы обсуждались с большим энтузиазмом и взаимной пользой. Мы собирались в старом Fysikum'е, в котором богатые традиции прошлого столь счастливо поддерживались молодыми преемниками Ридберга. В их числе был Зигбан, который с таким мастерством блестяще продолжил работы Мозли, и Хейрлингер, внесший важный вклад в теоретическую интерпретацию полосатых спектров. Хотя сам Ридберг из-за болезни и не имел возможности участвовать в работе конференции, все мы живо ощущали его влияние, направляющее наши усилия, как мы ощущаем их и сегодня, на этом заседании, посвященном его памяти.

АЛЬБЕРТ ЭЙНШТЕЙН: 1879—1955 *

Со смертью Альберта Эйнштейна оборвалась жизнь человека, посвятившего себя служению науке и человечеству, жизнь, равной которой по духовному богатству и плодотворности нельзя найти во всей истории нашей культуры. Человечество всегда будет в долгу перед Эйнштейном за устранение ограничений нашего мировоззрения, которые были связаны с примитивными представлениями об абсолютном пространстве и времени. Он дал нам картину мира, характеризующуюся единством и гармонией, превосходящими самые смелые мечты предшествующих лет.

Гению Эйнштейна, который в равной степени характеризовали высокая логическая стройность и творческое воображение, удалось полностью перестроить и расширить внушительное здание, фундамент которого был заложен великими работами Ньютона. В рамках теории относительности, требовавшей формулирования законов природы таким образом, чтобы они были независимыми от наблюдателя, и подчеркивавшей специфическую особенность скорости света, эффекты, связанные с тяготением, перестали занимать изолированное положение и предстали как неотъемлемая часть общего кинематического описания, доступного проверке с помощью утонченных астрономических наблюдений. Более того, открытая Эйнштейном эквивалентность массы и энергии оказалась бесценным руководящим принципом в атомных исследованиях.

Широта научного кругозора Эйнштейна и прямота его ума наиболее ярко проявились в том, что в те самые годы, когда он дал широчайшее обобщение классической физике, он четко осознавал тот факт, что открытие Планком универсального кванта действия накладывает определенные ограничения на такой подход. Удивительная интуиция Эйнштейна привела его к представлению о фотонах как носителях энергии и импульса в индивидуальных процессах излучения. Тем самым он нашел отправную точку для создания последовательных квантово-теоретических методов, которые позволили объяснить огромное количество

---

* *Albert Einstein: 1879—1955.* Scientific American, 1955, 192, № 6, 31.

экспериментальных данных, относящихся к свойствам материи, и, более того, привели к необходимости пересмотра наших основополагающих понятий.

Тот же высокий дух, который характеризовал уникальные научные достижения Эйнштейна, был присущ и позиции, которую он занимал в оценке всех проявлений человеческих взаимоотношений. Несмотря на все возраставшее благоговение, повсеместно испытываемое людьми перед его достижениями и личностью, он всегда держался с неизменной естественной скромностью и был человеком с тонким и подкупающим чувством юмора. Он был готов в любой момент помочь людям, какие бы трудности ни вставали на их пути, и для него, на себе испытавшего все зло расовых предрассудков, достижение взаимопонимания между нациями было задачей первостепенной важности. Его предостережения, проникнутые серьезной озабоченностью об ответственности, связанной с нашим стремительно возрастающим господством над силами природы, безусловно помогут нам во всеоружии встретить вызов, брошенный цивилизации.

Для всего человечества смерть Альберта Эйнштейна является величайшей потерей, а для тех из нас, кто имел счастье испытать на себе теплоту его дружбы, горестна мысль, что уже никогда мы не увидим его мягкую улыбку и не услышим его голоса. Но память, которую он о себе оставил, будет для нас неиссякаемым источником мужества и вдохновения.

ЕДИНСТВО ЗНАНИЙ *

Прежде чем пытаться ответить на вопрос, в какой мере допустимо говорить об единстве знаний, мы позволим себе спросить, что значит самое слово «знание». Я не собираюсь вступать в академические философские рассуждения, для которых у меня едва ли имеется достаточно специальной философской эрудиции. Однако каждый естествоиспытатель постоянно сталкивается с проблемой объективного описания опыта; под этим мы подразумеваем однозначный отчет или словесное сообщение. Нашим основным орудием является, конечно, обычный язык, который удовлетворяет нуждам обыденной жизни и общественных отношений. Мы не будем останавливаться здесь на вопросе о происхождении такого языка; нас интересуют его возможности в научных сообщениях и в особенности проблема сохранения объективности при описании опыта, вырастающего за пределы событий повседневной жизни.

Главное, что́ нужно себе ясно представить, это то, что всякое новое знание является нам в оболочке старых понятий, приспособленной для объяснения прежнего опыта, и что всякая такая оболочка может оказаться слишком узкой для того, чтобы включить в себя новый опыт. В самом деле, во многих областях знания научные исслеодвания время от времени приводили к необходимости отбросить или заново сформировать точки зрения, которые ранее считались обязательными для всякого разумного объяснения в силу своей плодотворности и кажущейся неограниченной применимости. Хотя толчок к такого рода пересмотрам дают специальные исследования, каждый такой пересмотр содержит вывод общего характера, важный для проблемы единства знаний. Действительно, расширение системы понятий не только восстанавливает порядок внутри соответствующей области знаний, но еще и раскрывает аналогии в других областях. Наше положение в отношении анализа и синтеза опыта в разных, казалось бы даже не связанных, областях знания может оказаться сходным, а это открывает возможности для еще более охватывающего объективного описания.

* *The Unity of Knowledge.* В кн.: «The Unity of Knowledge». N. Y., 1955, 17—62.

Когда мы говорим о системе понятий, мы имеем в виду просто-напросто однозначное логическое отображение соотношения между опытными данными. Это понятно также и в свете исторического развития, в ходе которого перестали резко отличать логику от семантических исследований и даже от филологического синтаксиса. Математика, так решительно содействовавшая развитию логического мышления, играет особую роль; своими четко определенными абстракциями она оказывает неоценимую помощь при выражении стройных логических зависимостей. Тем не менее в нашем обсуждении мы не будем рассматривать чистую математику как отдельную отрасль знания; мы будем считать ее скорее усовершенствованием общего языка, оснащающим его удобными средствами для отображения таких зависимостей, для которых обычное словесное выражение оказалось бы неточным или слишком сложным. В связи с этим можно подчеркнуть, что необходимая для объективного описания однозначность определений достигается при употреблении математических символов именно благодаря тому, что таким способом избегаются ссылки на сознательный субъект, которыми пронизан повседневный язык.

Развитию так называемых точных наук, характеризуемых установлением численных соотношений между результатами измерений, сильно способствовали абстрактные математические методы, возникшие на почве независимой разработки обобщающих логических построений. Это положение особенно хорошо поясняется в физике; первоначально под физикой понимали вообще все знания о той природе, частью которой мы сами являемся, но постепенно физика стала означать изучение элементарных законов, управляющих свойствами неживой материи. Необходимость всегда, даже в пределах этой сравнительно простой темы, обращать внимание на проблему объективного описания глубоко влияла на взгляды философских школ на протяжении многих веков. В наши дни исследование новых областей, открывшихся перед экспериментом, обнаружило, что для однозначного применения некоторых самых элементарных понятий требуются предпосылки, о которых раньше и не подозревали. Тем самым мы получили урок и по линии теории познания, причем урок этот касается и тех проблем, которые лежат далеко за пределами физики. Поэтому представляется целесообразным начать наше обсуждение с краткого обзора этого развития.

Нас завело бы слишком далеко, если бы мы стали вспоминать во всех подробностях, как была построена механика; как с преодолением мифических космологических идей и аргументов, ссылающихся на цель наших собственных действий, возникла на основе, заложенной новаторскими работами Галилея, стройная система механики, достигшая такого совершенства благодаря мастерству и гению Ньютона. Прежде всего принципы механики Ньютона внесли значительную ясность в проблему причины

и следствия; это было достигнуто благодаря тому, что они позволяли по состоянию физической системы в данный момент, определяемому через измеримые величины, предсказать ее состояние в любое последующее время. Хорошо известно, как такого рода детерминистическое или каузальное описание привело к механистическому пониманию природы; такой тип описания сделался идеалом научного объяснения во всех областях знания вне зависимости от того, каким путем эти знания получены. Поэтому особенно важно отметить, что изучение более широкой области физического опыта выявило необходимость более пристального рассмотрения проблемы наблюдения.

В пределах своей обширной области применения классическая механика дает объективное описание, в том смысле, что оно основано на четко определенном употреблении представлений и идей, приспособленных к событиям повседневной жизни. Однако какими бы разумными ни казались идеализации, которыми пользуется ньютонова механика, они фактически зашли далеко за пределы опыта, к которому приспособлены наши элементарные понятия. Так, адекватное употребление понятий абсолютных пространства и времени теснейшим образом связано с практически мгновенным распространением света, позволяющим нам локализовать тела вокруг нас независимо от их скорости и располагать события в единую временну́ю последовательность. Однако попытка составить логически стройное описание оптических и электромагнитных явлений обнаружила, что наблюдатели, движущиеся относительно друг друга с большими скоростями, будут координировать события неодинаково. Такие наблюдатели будут судить различно о форме и положении твердых тел, и, кроме того, события в разных точках пространства, которые одному наблюдателю кажутся одновременными, другому могут показаться происходящими в разное время.

Исследование того, в какой мере описание физических явлений зависит от точки зрения наблюдателя, не только не внесло никакой путаницы или усложнения, но, наоборот, оказалось неоценимой путеводной нитью при разыскании основных физических законов, общих для всех наблюдателей. Сохраняя идею детерминизма, но основываясь исключительно на зависимости между однозначными измерениями, которые сводятся в конечном счете к совпадению между событиями, Эйнштейн сумел перестроить и обобщить все здание классической физики и тем самым придать нашей картине мира единство, превосходящее все, что можно было ожидать. В общей теории относительности описание основано, с одной стороны, на криволинейной четырехмерной метрике пространства-времени, которая автоматически учитывает гравитационные эффекты, и, с другой стороны, на исключительной роли скорости световых сигналов, которая представляет верхний предел в любом непротиворечивом приложении физического понятия скорости. Введение таких

хотя и непривычных, но четко определенных математических абстракций ни в коем случае не вносит какой-либо неоднозначности; напротив, это есть поучительный пример того, как расширение системы понятий дает надлежащие средства для устранения субъективных элементов и для расширения объективного описания.

Новые, неожиданные стороны проблемы наблюдения были открыты в связи с исследованиями атомного строения материи. Как хорошо известно, идея о том, что делимость вещества не беспредельна, восходит к древности; ее ввели, чтобы согласовать постоянство характерных свойств веществ с разнообразием явлений природы. Однако почти до наших дней такие взгляды считались по существу гипотетическими, в том смысле, что прямая проверка их наблюдением представлялась невозможной из-за грубости наших органов чувств и наших приборов, которые сами состоят из бесчисленных атомов. Но в связи с большим прогрессом в физике и химии, достигнутым за последние столетия, плодотворность атомных идей становилась все более несомненной. В частности, непосредственное применение классической механики к взаимодействию между атомами и молекулами, происходящему во время их беспрерывного движения, привело к общему пониманию принципов термодинамики.

В текущем столетии изучение вновь открытых свойств материи, таких, как естественная радиоактивность, убедительно подтвердило основы атомной теории. В частности, благодаря развитию усилительных устройств стало возможным изучать явления, существенно зависящие от отдельных атомов, и даже удалось получить обширные сведения о структуре атомных систем. Первым шагом было признание того, что электрон является общей составной частью всех веществ; дальнейшим шагом, существенно дополнившим наши представления о строении атома, было открытие Резерфордом атомного ядра, где в чрезвычайно малом объеме сосредоточена почти вся масса атома. Неизменяемость свойств элементов при обычных физических и химических процессах непосредственно объясняется тем, что в таких процессах, хотя связи электронов и могут сильно меняться, ядро остается без изменений. Резерфордом была доказана также и взаимная превращаемость атомных ядер под действием более мощных сил. Тем самым Резерфорд открыл совершенно новую область исследований, которую часто называют современной алхимией. Как известно, эти исследования должны были в конечном счете привести к возможности освобождать огромные количества энергии, запасенные в атомных ядрах.

Хотя ряд фундаментальных свойств материи и объяснялся на основе простой картины атома, но с самого начала было ясно, что классические идеи механики и электромагнетизма недостаточны для объяснения существенной устойчивости атомных структур, которая проявляется в том,

что элементы имеют характерные для них свойства. Ключ к выяснению этой проблемы дало открытие Планком в первый год нашего столетия универсального кванта действия. К этому открытию Планка привел его проницательный анализ законов теплового излучения. Открытие Планка выявило присущее атомным процессам свойство цельности, совершенно чуждое механистическому пониманию природы. Стало ясно, что классические физические теории — это идеализации, пригодные только для описания таких явлений, в анализе коих все величины размерности действия достаточно велики, чтобы можно было пренебречь квантом действия. Это условие выполняется с избытком в явлениях обычного масштаба, в атомных же явлениях мы встречаемся с закономерностями совсем нового вида, не поддающимися детерминистическому наглядному описанию.

Рациональное обобщение классической физики, которое учитывало бы существование кванта, но по-прежнему позволяло бы однозначное толкование опытных фактов, допускающих определение инертной массы и электрического заряда электрона и ядра, представляло очень трудную задачу. Соединенными усилиями целого поколения физиков-теоретиков было тем не менее постепенно создано стройное и — в широких пределах — исчерпывающее описание атомных явлений. Это описание использует математический аппарат, в который вместо переменных величин классических физических теорий входят символы, подчиненные некоммутативным правилам умножения, содержащим постоянную Планка. Благодаря самому характеру таких математических абстракций этот формальный аппарат не допускает привычного наглядного толкования; он предназначен для того, чтобы установить зависимости между наблюдениями, полученными при четко определенных условиях. Зависимости эти имеют существенно статистический характер в соответствии с тем, что в данной экспериментальной установке могут иметь место различные индивидуальные квантовые процессы.

При помощи аппарата квантовой механики достигнута подробная систематизация огромного количества экспериментальных данных о физических и химических свойствах материи. Сверх того, приспособив формальный аппарат к требованиям теории относительности, оказалось возможным упорядочить в широких пределах быстро накапливающиеся новые сведения о свойствах элементарных частиц и о строении атомных ядер. Несмотря на поразительную плодотворность квантовой механики, радикальный отход от привычных физических способов описания, и в особенности отказ от самой идеи детерминизма, вызвал сомнения в умах многих физиков и философов. Возник вопрос, имеем ли мы здесь дело с временным выходом из положения или же новый метод объективного описания представляет окончательный шаг, уже необратимый. Разъяснение этой проблемы действительно потребовало ради-

кального пересмотра самых основ описания и толкования физического опыта.

В связи с этим мы должны прежде всего признать, что, даже если явления выходят за пределы применимости классической физики, все же характеристика экспериментальной установки и запись произведенных наблюдений должны даваться на обычном языке, надлежащим образом дополненном специальной физической терминологией. Это есть ясное и логическое требование, поскольку самое слово «эксперимент» относится к такой ситуации, когда мы можем сказать другим, что мы делали и что узнали. Фундаментальное отличие анализа явлений в классической и в квантовой физике состоит, однако, в том, что в первом случае взаимодействием между объектами и измерительными приборами можно пренебречь (или же его можно компенсировать), тогда как во втором случае это взаимодействие составляет существенную часть явлений. Присущая собственно квантовому явлению цельность находит свое логическое выражение в том обстоятельстве, что всякая попытка четко подразделить явление потребовала бы изменения в экспериментальной установке, несовместимого с возникновением самого явления.

В частности, невозможность отдельного контроля над взаимодействием между атомными объектами и приборами, необходимыми для фиксирования условий опыта, не допускает неограниченного сочетания локализации в пространстве-времени с применением динамических законов сохранения — сочетания, на котором основано детерминистическое описание классической физики. В самом деле, всякое однозначное применение понятий пространства и времени предполагает такую экспериментальную установку, в которой происходит принципиально не поддающийся контролю перенос количества движения и энергии к неподвижным шкалам и синхронизованным часам, нужным для определения системы отсчета. И наоборот, отчет о явлениях, которые характеризуются законами сохранения количества движения и энергии, предполагает принципиальный отказ от детальной локализации в пространстве и времени. Эти обстоятельства находят количественное выражение в соотношениях неопределенности Гейзенберга, которые устанавливают связь между допусками в значениях кинематических и динамических переменных, фиксирующих состояние физической системы. По самому характеру формального аппарата квантовой механики такие соотношения не могут быть, однако, истолкованы как «модельные» свойства объектов, т. е. свойства, опирающиеся на классические наглядные представления. Мы имеем здесь дело со взаимоисключающими друг друга условиями однозначного применения самих понятий пространства и времени, с одной стороны, и динамических законов сохранения, с другой.

В связи с этим иногда говорят: «Наблюдение нарушает ход явления» или «Физические свойства атомных объектов создаются их измерением».

Однако такие высказывания способны лишь внести путаницу, так как слова «явления» и «наблюдения», равно как и слова «свойства» и «измерения», употребляются здесь в смысле, несовместимом с обычным языком и с практическим их определением. Действительно, с позиций объективного описания лучше употреблять слово «явление», только если речь идет о наблюдениях, полученных при определенных условиях, т. е. таких, в описание которых входят данные обо всей экспериментальной установке. При такой терминологии проблема наблюдения в квантовой физике освобождается от всякой запутанности. Кроме того, эта терминология напоминает нам о том, что всякое атомное явление цельно и законченно. Это значит, что наблюдение такого явления основано на регистрации его при помощи усилительных устройств, действующих необратимо; таковы, например, наблюдения, в которых используются неисчезающие пятна на фотопластинке, вызванные проникновением электронов в эмульсию. Здесь важно уяснить себе, что формальный аппарат квантовой механики допускает однозначное применение только к такого рода завершенным явлениям. И в этом отношении он является рациональным обобщением классической физики, в которой не только завершенное явление, но и каждый этап хода событий описывается измеримыми величинами.

Свобода экспериментирования, сама собой разумевшаяся в классической физике, конечно, сохраняется и в квантовой физике; она соответствует здесь свободному выбору экспериментальной установки, что предусмотрено и математической структурой применяемого в квантовой физике формального аппарата. То обстоятельство, что в общем случае одна и та же экспериментальная установка может дать разные отсчеты, иногда картинно описывают как «выбор природы» между такими возможностями. Само собой разумеется, что такая фраза не содержит намека на одухотворение природы, а просто указывает на невозможность обеспечить (как это считалось возможным раньше) желаемое направление законченного неделимого процесса. Здесь логический подход не может пойти дальше вывода относительных вероятностей для появления того или иного индивидуального явления при данных экспериментальных условиях. В этом отношении квантовая механика представляет собой последовательное обобщение детерминистического механического описания; последнее содержится в ней как асимптотический предел для случая, когда масштаб физических явлений достаточно велик, чтобы можно было пренебречь квантом действия.

Чрезвычайно характерную черту атомной физики представляет новое соотношение между явлениями, наблюдаемыми при разных экспериментальных условиях, для описания которых приходится применять разные элементарные понятия. В самом деле, какими бы противоречивыми ни казались, при попытке изобразить ход атомных процессов в класси-

ческом духе, получаемые при таких условиях опытные данные, их надо рассматривать как дополнительные, в том смысле, что они представляют одинаково существенные сведения об атомных системах и взятые вместе исчерпывают эти сведения. Понятие дополнительности ни в коем случае не предполагает отказа от нашего положения независимых наблюдателей природы; это понятие нужно рассматривать как логическое выражение нашей ситуации по отношению к объективному описанию в этой области опытного знания. Взаимодействие между измерительными приборами и исследуемыми физическими системами составляет неотъемлемую часть квантовых явлений. Признание этого факта не только обнаружило не подозревавшуюся раньше ограниченность механистического понимания природы (в котором физическим системам приписываются самостоятельные свойства), но и заставило нас при упорядочении опыта обращать должное внимание на условия наблюдения.

Возвращаясь к неоднократно обсуждавшемуся вопросу о том, чего следует требовать от физического объяснения явлений, нужно иметь в виду следующее. Уже классическая механика обходится без понятия причины при рассмотрении равномерного движения; далее, теория относительности научила нас тому, что соображения инвариантности и эквивалентности могут рассматриваться как категории рационального объяснения. Подобно этому в дополнительном описании квантовой физики мы имеем дело с дальнейшим самосогласованным обобщением. Это обобщение допускает включение закономерностей, которые играют решающую роль в описании фундаментальных свойств материи, но выходят за пределы детерминистического описания. Таким образом, история физической науки наглядно показывает, как исследование все более широких областей опытного знания, с одной стороны, обнаруживает неожиданные ограничения для привычных идей, но тем самым указывает, с другой стороны, новые пути для восстановления логического порядка. Как мы теперь покажем, гносеологический урок, содержащийся в ходе развития атомной физики, напоминает нам о подобных же ситуациях, возникающих при описании и толковании опытных данных в других областях, лежащих далеко за пределами физической науки. Этот урок позволяет нам подметить в разных областях общие черты и тем самым содействовать стремлению к единству знания.

Когда мы покидаем область собственно физики, мы прежде всего наталкиваемся на вопрос о месте живых организмов в описании природы. Раньше не проводили резкого разграничения между живой и неживой материей. Известно, что Аристотель, противопоставляя свою точку зрения идеям атомистов, подчеркивал цельность индивидуальных живых организмов; даже в рассуждениях об основах механики он сохранял такие идеи, как назначение и потенция. Однако в результате великих открытий эпохи Возрождения в области анатомии и физиологии и

в особенности благодаря появлению классической механики, использующей детерминистическое описание, из которого исключена всякая ссылка на цель, естественно возникло такое представление о природе, которое является полностью механистическим. Большое число органических процессов могло быть и в самом деле истолковано на основе тех физико-химических свойств материи, объяснение которых опирается на простые атомистические идеи. Правда, структура и отправления живых организмов предполагают упорядоченность атомных процессов, которую, казалось, трудно согласовать с законами термодинамики; последние требуют ведь, чтобы состояние атомов, составляющих изолированную физическую систему, постепенно приближалось к беспорядочному. Однако если надлежащим образом учесть то обстоятельство, что необходимая для сохранения и развития живых организмов свободная энергия непрерывно пополняется из окружающей среды дыханием и питанием организма, то станет ясно, что здесь нет и речи о каком-либо нарушении общих физических законов.

В последние десятилетия наши знания о строении и отправлениях живых организмов значительно пополнились; в частности, стало очевидным, что квантовые закономерности играют здесь во многих отношениях фундаментальную роль. Такие закономерности являются основой замечательной устойчивости чрезвычайно сложных молекулярных структур, образующих существенные составные части тех клеток, которые ответственны за наследственные свойства вида. Далее, исследования мутаций, возникающих после облучения живого организма проникающей радиацией, дают яркие примеры приложения статистических законов квантовой физики. Наконец, оказалось, что чувствительность воспринимающих органов, столь важная для сохранности живого организма, приближается к уровню отдельных квантовых процессов, причем усилительные механизмы играют важную роль, в особенности в передаче нервных сигналов. В результате всех этих открытий снова выдвинулся на первый план механистический подход к проблемам биологии, понимаемый, впрочем, в новом смысле. Но в то же время стал очень острым вопрос о том, допустимо ли сравнение живых организмов со сложными и усовершенствованными механическими системами вроде современных промышленных агрегатов или электронных счетных машин и может ли такое сравнение служить подходящей основой для объективного описания саморегулирующихся образований, каковыми являются живые организмы.

Возвращаясь к общему гносеологическому уроку, преподанному нам атомной физикой, мы прежде всего должны ясно себе представить, что изучаемые в квантовой физике замкнутые процессы не представляют прямой аналогии с биологическими отправлениями, для поддержания которых нужен непрерывный обмен материей и энергией между живым

организмом и окружающей средой. Кроме того, всякая экспериментальная установка, которая позволила бы контролировать такие отправления с той же степенью точности, какая требуется для четкого их описания на языке физики, будет препятствовать свободному течению жизни. Но именно это обстоятельство и наводит на мысль о таком понимании органической жизни, которое было бы в состоянии сбалансировать механистический подход с телеологическим. В самом деле, в описании атомных явлений в качестве первичного элемента, для которого объяснение невозможно и не нужно, выступает квант действия, и совершенно так же в биологической науке первичным элементом является понятие жизни; в существовании и эволюции живых организмов мы имеем дело скорее с проявлением возможностей той природы, к которой мы принадлежим, а не с результатами опытов, которые мы сами можем произвести. Мы должны признать, что требования объективного описания выполняются (или должны выполняться) в силу той характерной дополнительности, которая существует между практически применяемыми в биологии соображениями физико-химического характера и понятиями, прямо связанными с целостностью организма и выходящими за рамки физики и химии. Главное здесь в том, что, только отказавшись от объяснения жизни (объяснения в обычном смысле), мы приобретаем возможность учитывать ее особенности.

Конечно, в биологии, как и в физике, мы сохраняем наше положение независимых наблюдателей, и вопрос только в различии условий для логического согласования опыта. Это приложимо также и к изучению врожденного и обусловленного поведения животных и человека, где естественно напрашивается применение психологических понятий. Применения этих понятий едва ли можно избежать даже при таком подходе, когда за основу берется поведение живого объекта. Когда же мы имеем дело с поведением столь сложным, что его описание требует привлечения понятия самоанализа со стороны индивидуального живого организма, то появляется понятие сознательности. Мы имеем здесь дело со взаимоисключающими друг друга применениями слов «инстинкт» и «разум»; это иллюстрируется тем, до какой степени инстинктивное поведение сдерживается и подавляется в человеческих обществах. Когда мы пытаемся описать свое собственное душевное состояние, мы встречаемся с еще большими трудностями в смысле самонаблюдения. Тем не менее даже в психологии человека оказывается возможным в большой мере удовлетворить требованиям объективного описания. В этой связи интересно отметить, что в физической науке на ранних ее стадиях можно было опираться на такие стороны событий повседневной жизни, которые допускают простое причинное объяснение, тогда как при описании нашего душевного состояния использовалось с самого возникновения языков такое описание, которое по существу является дополнительным.

Богатая терминология, приспособленная для таких повествований, направлена не на то, чтобы проследить за непрерывным ходом событий, а скорее на то, чтобы указывать на взаимно исключающие переживания. Эти переживания характеризуются тем, что по-разному проводится граница между содержанием того, что мы узнали и на чем сосредоточено наше внимание, и тем фоном, который обозначается словами «мы сами».

Особенно ярким примером является взаимоотношение между теми ситуациями, в которых мы обдумываем мотивы наших действий, и теми, когда мы испытываем чувство решимости. В нормальной жизни такой переход от одного состояния к другому (сдвиг упомянутой выше границы) более или менее осознается интуитивно. Но психиатрам хорошо известны и симптомы, характеризуемые как «раздвоение личности», которое может привести к ее распаду. Тот факт, что для описания различных, одинаково важных сторон человеческой души приходится применять различные, как бы исключающие друг друга характеристики, и в самом деле представляет замечательную аналогию с положением в атомной физике, где определение дополнительных явлений требует применения совсем разных элементарных понятий. Прежде всего самое слово «сознательный» относится к опыту, который может удержаться в памяти; это обстоятельство подсказывает нам сравнение между сознательным опытом и физическими наблюдениями. В этой аналогии невозможность придать недвусмысленное содержание идее подсознания соответствует невозможности наглядного (модельного) толкования квантовомеханического аппарата. Между прочим, можно сказать, что психоаналитическое лечение неврозов восстанавливает равновесие в содержании памяти пациента тем, что приносит ему новый сознательный опыт, а не тем, что помогает ему измерить бездны его подсознания.

С биологической точки зрения мы можем толковать признаки психических явлений, только считая, что всякий сознательный опыт соответствует остаточному следу в организме, сводящемуся к остающейся в нервной системе необратимой записи исхода процесса; самые же процессы не поддаются самоанализу, но их едва ли можно исчерпывающе определить и с механистической точки зрения. Такие записи, в которых принимает участие взаимодействие многих нервных клеток, конечно, существенно отличаются от неизменяемых структур в каждой из тех клеток организма, которые связаны с генетическим воспроизведением. Рассуждая с телеологической точки зрения, мы могли бы подчеркнуть не только полезность остаточных следов, сказывающуюся в их влиянии на наши реакции на последующие раздражители, но и важность того, что позднейшие поколения уже не обременены частными переживаниями отдельных индивидуумов; для этих поколений существенно только воспроизведение тех свойств организмов, которые оказались полезными для накопления и использования знаний. При всякой попытке

продвинуть исследование дальше мы, конечно, должны быть готовы встретить все возрастающие на каждом шагу трудности такого исследования. Надо думать, что простые понятия физической науки уже перестанут быть непосредственно приложимыми, и это в тем большей степени, чем ближе мы подойдем к тем чертам живых организмов, которые родственны свойствам нашего душевного мира.

Чтобы иллюстрировать это рассуждение, можно вкратце напомнить старую проблему свободы воли. Из того, что было сказано, уже ясно, что слово «воля» (volition) необходимо для исчерпывающего описания психических явлений, а проблема состоит собственно в том, в какой мере можем мы говорить о свободе поступать согласно нашим возможностям. Если принять ничем не ограниченную детерминистическую точку зрения, то идея такой свободы, конечно, исключается. Но общий урок, извлекаемый из атомной физики и в особенности из факта ограниченности механистического описания биологических явлений, наводит на мысль, что в способности живых организмов приспосабливаться к окружающей среде заключена возможность выбирать наиболее подходящий для этого путь. Так как о подобных вопросах на чисто физической основе судить нельзя, то чрезвычайно важно уяснить себе, что более подходящую информацию об этих проблемах может дать наш психологический опыт. Решающим пунктом является здесь следующее: если мы будем пытаться предсказать, как решит поступить другой человек при данных обстоятельствах, то мы не только должны стараться узнать всю его подоплеку (включая историю его жизни со всех тех сторон, которые могли повлиять на формирование его характера), но кроме этого мы должны уяснить себе, что то, к чему мы здесь в конечном счете стремимся, — это поставить себя на его место. Конечно, невозможно сказать, хочет ли человек сделать что-то, потому что он считает, что он это может, или же он может, потому что хочет; однако едва ли можно сомневаться в том, что у нас есть ощущение, так сказать, способности использовать обстоятельства наилучшим образом. С точки зрения объективного описания здесь ничего нельзя ни прибавить, ни убавить, и в этом смысле как практически, так и логически мы вправе говорить о свободе воли, причем, однако, мы должны оставлять достаточно простора для употребления таких слов, как «ответственность» и «надежда», — слов, которые в отдельности так же мало поддаются определению, как и другие слова, необходимые для человеческого общения.

Такие рассуждения раскрывают гносеологические выводы, в отношении нашего положения как наблюдателей, из урока, преподанного нам развитием физических наук. Нам пришлось отказаться от привычных требований, предъявлявшихся к объяснению, но взамен этого нам предоставлены логические средства для охвата и понимания более широких областей нашего опыта, причем оказалось необходимым обращать долж-

ное внимание на положение линии раздела объект — субъект. Поскольку в философской литературе иногда ссылаются на разные степени (уровни) объективности или субъективности или даже реальности, нелишне подчеркнуть, что в объективном описании — таком, как мы его определили, — представление о первичном субъекте, так же как и понятия, подобные реализму и идеализму, не находит себе места; однако это обстоятельство отнюдь не означает какого-либо ограничения для нашего исследования и для области, к которой оно относится.

После того как я рассмотрел некоторые научные проблемы, имеющие отношение к единству знаний, я хочу обратиться к следующему вопросу, поставленному в нашей программе, а именно к вопросу о том, существует ли поэтическая, или духовная, или культурная истина, отличная от истины научной. При всей свойственной мне как естествоиспытателю неохоте входить в эти области, я попытаюсь, однако, прокомментировать этот вопрос с той же точки зрения, какой я придерживался в предыдущих своих рассуждениях. Возвращаясь к нашей мысли о зависимости между нашими средствами выражения и областью интересующего нас опыта, мы не можем миновать вопроса о взаимоотношении между наукой и искусством. Причина, почему искусство может нас обогатить, заключается в его способности напоминать нам о гармониях, недосягаемых для систематического анализа. Можно сказать, что литературное, изобразительное и музыкальное искусства образуют последовательность способов выражения, и в этой последовательности все более полный отказ от точных определений, характерных для научных сообщений, предоставляет больше свободы игре фантазии. В частности, в поэзии эта цель достигается сопоставлением слов, связанных с меняющимся восприятием наблюдателя, и этим эмоционально объединяются многообразные стороны человеческого познания.

Всякое произведение искусства требует вдохновения. Не будет, однако, непочтительным заметить, что даже на вершине своего творчества художник полагается на общечеловеческий фундамент, на котором строим и мы. В частности, мы должны осознать, что самое слово «импровизация», так легкомысленно слетающее с языка, когда говорят о художественном исполнении, указывает на неотъемлемое свойство всякого сообщения. В обычном разговоре мы более или менее бессознательно выбираем словесные выражения, передавая то, о чем мы думаем; даже в написанных бумагах, где мы имеем возможность пересмотреть каждое слово, вопрос о том, оставить его или заменить, требует для ответа какого-то окончательного решения, по существу эквивалентного импровизации. Между прочим, равновесие между серьезностью и шуткой, типичное для всякого истинно художественного исполнения, напоминает нам о дополнительных аспектах, бросающихся в глаза в детской

игре и не менее ценимых взрослыми. В самом деле, если мы будем стараться всегда говорить совершенно серьезно, мы рискуем очень скоро показаться нашим слушателям и себе самим смехотворно скучными; а если мы попробуем все время шутить, мы скоро обнаружим (да и наши слушатели тоже), что находимся в унылом настроении шутов в драмах Шекспира.

При сравнении между науками и искусствами, конечно, нельзя забывать, что в науках мы имеем дело с систематическими согласованными усилиями, направленными к накоплению опыта и разработке представлений, пригодных для его толкования; это похоже на переноску и подгонку камней для постройки. В то же время искусство представляет собой более интуитивные попытки отдельного лица вызвать чувства, напоминающие о некоторой душевной ситуации в целом. Здесь мы подходим к той точке, где вопрос о единстве знаний, как и самое слово «истина», становится неоднозначным. Действительно, в отношении к духовным и культурным ценностям мы тоже не должны забывать о проблемах теории познания, которые связаны здесь с правильным балансом между нашим стремлением к всеобъемлющему взгляду на жизнь во всем ее многообразии и нашими возможностями выражать свои мысли логически связным образом.

Наука и религия занимают в этом вопросе существенно разные исходные позиции. Наука стремится к развитию общих методов упорядочения общечеловеческого опыта, а религии возникают из стремления споспешествовать гармонии взглядов и поведения внутри сообщества людей. Во всякой религии знания, которыми обладали члены общества, вкладывались, конечно, в некоторую уже готовую схему или структуру; первичное же содержание этой структуры составляли ценности и идеалы, положенные в основу культа и веры. Поэтому внутренняя связь между содержанием и формой мало привлекала к себе внимание до тех пор, пока последующее развитие науки не принесло новых принципиальных выводов космологического или гносеологического характера. Ход истории дает много таких примеров; мы можем сослаться, в частности, на настоящий раскол между наукой и религией, сопровождавший развитие механистического понимания природы во времена европейского Возрождения. С одной стороны, многие явления, на которые до тех пор смотрели как на проявление божественного провидения, оказались следствиями незыблемых общих законов природы. С другой стороны, физические методы и взгляды были очень далеки от того, чтобы делать упор на человеческие ценности и идеалы, важные для религии. Поэтому общим для школ так называемой эмпирической и критической философии было стремление провести какое-то (хотя и довольно неопределенное) различие между объективным значением и субъективной верой.

Благодаря признанию того, что в имеющем определенный смысл словесном сообщении необходимо обращать внимание на место, где проводится линия раздела объект — субъект, современное развитие науки создало новую основу для употребления таких слов, как «знание» и «вера». Прежде всего признание ограничений, присущих понятию причинности, выдвинуло систему понятий, в которой идея мирового предопределения заменена понятием естественной эволюции. Что касается организации человеческих обществ, то мы хотели бы особенно подчеркнуть, что в описании положения отдельного лица внутри общества имеются типично дополнительные стороны, связанные с подвижной границей между оценкой человеческих ценностей и общими положениями, на основании которых о них судят. Конечно, всякое устойчивое человеческое общество нуждается в честной игре, установленной мудрыми правилами; и в то же время жизнь без привязанности к семье и друзьям была бы, очевидно, лишена одной из своих самых драгоценных и привлекательных сторон. Общую цель всех культур составляет самое теснейшее сочетание справедливости и милосердия, какого только можно достигнуть; тем не менее следует признать, что в каждом случае, где нужно строго применить закон, не остается места для проявления милосердия, и наоборот, доброжелательство и сострадание могут вступить в конфликт с самыми принципами правосудия. Во многих религиях этот конфликт иллюстрируется мифами о битвах между богами, олицетворяющими такие идеалы, а в древневосточной философии это подчеркивается следующим мудрым советом: добиваясь гармонии человеческой жизни, никогда не забывай, что на сцене бытия мы сами являемся как актерами, так и зрителями.

При сравнении различных культур, опирающихся на традиции, воспитанные историческими событиями, мы встречаем затруднение, которое состоит в том, что трудно оценить культуру одного народа на фоне традиций другого. В этом отношении связь между национальными культурами иногда характеризовалась как дополнительная, но это слово нельзя здесь употреблять в его строгом смысле, в каком его употребляют в атомной физике или в психологическом анализе, где мы имеем дело с неизменяемыми чертами нашего положения. С одной стороны, контакт между народами часто приводил к слиянию культур при сохранении ценных элементов национальных традиций; с другой стороны, и антропологические исследования постепенно становятся важным источником, освещающим общие для всех культур черты развития. Нам представляется несомненным, что проблему единства знаний нельзя отделять от стремления к всеобщему взаимопониманию как средству поднятия человеческой культуры.

В заключение этого доклада мне следовало бы просить извинения в том, что, говоря на такие общие темы, я так много ссылался на одну

специальную область знаний, а именно на физические науки. Но мне хотелось указать на одну точку зрения, подсказанную нам в наши дни тем серьезным уроком, который был преподан нам в этой области; мне кажется, что эта точка зрения имеет важное значение для проблемы единства знаний. Эту установку можно резюмировать как стремление достигнуть гармоничного понимания все более широких аспектов того положения, в котором мы находимся. Мы должны признать, что ни один опытный факт не может быть сформулирован помимо некоторой системы понятий и что всякая кажущаяся дисгармония между опытными фактами может быть устранена только путем надлежащего расширения этой системы понятий.

МАТЕМАТИКА И ЕСТЕСТВОЗНАНИЕ *

Каждый из нас впервые обнаруживал мощь математических рассуждений в их простейшей форме, когда знакомился с числами и их использованием. Все мы по воспоминаниям о нашем собственном детстве и из опыта воспитания наших детей представляем себе, как обычный счет из детской игры постепенно находит себе более осознанное применение в качестве мощного инструмента для упорядочения множества вещей и событий, инструмента, который выражается в правилах действий — сложения, вычитания, умножения и деления. Подобным же образом упоминание о нашем обучении элементарной математике вызывает в нашей памяти чудесные впечатления ранней юности, когда мы узнавали о способах измерения расстояний и высоты деревьев с помощью простых геометрических построений, которые применялись еще древними жителями Египта и Месопотамии с такой осведомленностью в геодезии и астрономии.

Роль изучения математики в развитии логического мышления, несомненно, невозможно переоценить. Мы должны сознавать, что каждый учащийся проходит своим собственным умом, хотя и в гораздо более легких условиях и с соответственно большей скоростью, шаг за шагом весь тот величественный путь, который человечество проделало и вымостило в течение веков. Важной вехой этого пути были достижения Древней Греции, в которой одновременно с непревзойденным процветанием искусств предпринимались попытки построить математическую науку на фундаменте четко сформулированных логических принципов, причем эти попытки оказались настолько успешными, что и сейчас вызывают наше восхищение и представляют собой вечный вызов.

Мне нет необходимости подчеркивать, сколь бесценный образец для тренировки строгости аргументации по-прежнему представляют собой начала Эвклида и как много нам дало глубокое изучение геометрических

* *Mathematics and Natural Philosophy.* The Scientific Monthly, 1956, **82**, 85—88.

пропорций, которое привело Эвдокса к различению так называемых рациональных и иррациональных чисел, явившемуся основой еще более широких математических обобщений. То обстоятельство, что греческим философам были известны парадоксы, встречающиеся в проблемах, связанных с бесконечными последовательностями (как, например, комическая история о состязании в беге между Ахиллесом и черепахой), повышало требования к строгости математических доказательств. Поучительной иллюстрацией в этом отношении является недоверие Архимеда к методам, родственным современному исчислению бесконечно малых, которые он использовал при первом выводе своих знаменитых формул объема пирамиды и сферы.

Осознание роли математики как руководящего принципа в натурфилософии также восходит к времени древних греков. Всем известно, как подчеркивал Пифагор, важность простых численных соотношений в музыкальной гармонии и в космологии или какую роль в изучении правильных многогранников сыграло стремление Платона к идеалу красоты и совершенства. Среди имеющих непреходящее значение вкладов греческих математиков в физическую науку следует особо упомянуть законы равновесия опертых и плавающих тел, которые Архимед с его безошибочной интуицией обосновал простыми аргументами симметрии и баланса. Однако в трактовке динамических задач долго оставались большие трудности на пути исключения аргументов, связанных с представлением о воздействии, оказываемом извне на наши движения, и о неких целях, находящихся за пределами наших повседневных действий.

Освобождение от аристотелева подхода к динамике, как известно, впервые произошло в эпоху Возрождения, когда Галилей осознал элементарный характер равномерного движения и применимость представления о воздействии силы лишь к случаям изменения такого движения. На этой основе Ньютон построил чудесное здание классической механики, которая благодаря своему могуществу и широте, а также удобству выполнения математических расчетов стала идеальным образцом научного описания и привела к так называемой механистической картине природы. Кроме того, из аналитической геометрии Декарта возник очень удобный математический инструмент в виде дифференциального исчисления, в которое сам Ньютон, в равной мере выдающийся физик и математик, внес столь фундаментальный вклад.

Это революционное развитие породило чрезвычайно тесную связь между физическими и математическими исследованиями; открытия в физике стимулировали работу математиков, а математические абстракции и обобщения в свою очередь способствовали прояснению физических проблем. В качестве типичного примера можно вспомнить, как изучение явления теплопроводности побудило Фурье заняться разработ-

кой гармонического анализа, который до наших дней остается важным разделом чисто математических исследований и в то же время оказывается все в большей степени незаменимым инструментом во многих областях физики. Мы можем также упомянуть взаимосвязь между фундаментальными результатами Фарадея в области электричества и магнетизма и теорией Максвелла электромагнитных полей, которая вызвала развитие таких математических дисциплин, как векторный и тензорный анализ, оказавшихся столь полезными во многих разделах физической науки.

Очень внушительный обзор мощных средств, которыми располагают сегодня физики благодаря изобретательной деятельности математиков прошлых столетий, представлен в великолепном трактате Куранта и Гильберта о методах математической физики. В этом труде, неоценимом для каждого студента, ясно излагаются логические обобщения, оказавшиеся исключительно плодотворными не только для изучения разнообразнейших проблем в рамках классической физики, но и способствовавшие прояснению новых вопросов, с которыми мы столкнулись в ходе современного развития физической науки.

Новый, более широкий подход к описанию и пониманию явлений природы начинается с осознания ограниченной применимости самих понятий абсолютного пространства, времени и причинности, на которых основывалась механическая картина природы. Первым толчком к этому, как известно, послужили утонченные оптические измерения. С их помощью было показано отсутствие эффектов, ожидаемых в связи с движением Земли вокруг Солнца, и установлено, что наблюдатели, движущиеся друг относительно друга с большими скоростями, воспринимают явления по-разному. Фактически такие наблюдатели не только получают различные представления о положении и форме твердых тел; события в разных точках пространства могут казаться одному из них одновременными, в то время как другой будет считать их происходящими в разные моменты времени.

Осознание того, в какой степени описание физического явления зависит от точки зрения наблюдателя, не вызвало замешательства или затруднений, но побудило заняться выяснением фундаментальных физических законов, общих для всех наблюдателей. Вряд ли необходимо напоминать об открытии Эйнштейном универсального соотношения между массой и энергией или глубоком переосмыслении идей Ньютона на основе подчеркивания эквивалентности действия гравитационных полей и ускорения системы с точки зрения наблюдателя. Общая теория относительности, которая расширила наш кругозор и придала нашей картине мира такое единство, какого ранее нельзя было и вообразить, несомненно, является одним из величайших триумфов рационального человеческого мышления.

Для обсуждаемой мною темы принципиальный интерес представляет тот факт, что математические обобщения, которые развивались вне связи с практическими применениями, а просто для достижения логической гармонии, оказались очень удобным инструментом для осуществления грандиозной программы Эйнштейна. Отказавшись не только от представлений об абсолютности пространства и времени, но и от эвклидовой геометрии в качестве основы физики, Эйнштейн обратился к рассмотрению криволинейной четырехмерной римановой метрики, что автоматически привело его к объяснению гравитационных эффектов и особой роли скорости света, которая представляет собой верхний предел логически последовательного применения скорости как физического понятия. Математики к этому времени уже постепенно привыкли к абстракциям такого рода, разрабатывая неэвклидову геометрию и ее различные модели.

Несмотря на все эти новые особенности, в теории относительности оказалось возможным сохранить и даже уточнить детерминистическое описание, характерное для классической физики. Однако в последние десятилетия в результате исследований атомной структуры материи, проведение которых стало возможным на основе новейших достижений экспериментальной техники, обнаружилась внутренняя ограниченность самого представления о причинности. Интересно отметить, что, хотя предположение об ограниченной делимости вещества восходит к древности, оно до недавнего времени рассматривалось как гипотеза, для которой не могут быть получены никакие прямые подтверждения. Большой прогресс химии и физики за последние столетия сделал атомистические идеи еще более плодотворными; в частности, оказалось возможным разработать методы математической статистики для описания усредненного поведения систем, состоящих из большого числа частиц, и таким образом объяснить эмпирически установленные законы термодинамики. Важным шагом в этом направлении было выяснение Больцманом общего соотношения между понятием энтропии и вероятностью того, что такая система характеризуется определенной степенью упорядоченности.

Это огромное достижение явилось ключом к анализу закономерностей теплового излучения, который был проведен Планком и в первый год нашего столетия привел его к эпохальному открытию универсального кванта действия. Это открытие Планка, говорившее о том, что все физические процессы характеризуются несвойственными механистической картине природы чертами прерывности, вскрыло тот факт, что законы классической физики являются идеализациями, которые применимы к описанию явлений лишь тогда, когда участвующие в них величины размерности действия достаточно велики, чтобы можно было пренебречь величиной кванта. В то время как в явлениях обычного масштаба это

условие выполняется с большим запасом, в атомных процессах мы сталкиваемся с закономерностями совершенно нового типа, которые не укладываются в рамки наглядного детерминистического описания. Прекрасными иллюстрациями этому служат известные дилеммы относительно свойств электромагнитного излучения и материальных частиц, основанные на том обстоятельстве, что в обоих случаях для полного описания экспериментальных данных в равной мере необходимы такие противоречащие друг другу картины, как волны и частицы.

Здесь мы с очевидностью оказываемся в такой ситуации, когда невозможно однозначно определить атрибуты физического объекта независимо от способа наблюдения явления. В частности, оказывается недопустимым пренебрегать взаимодействием между объектом и измерительным прибором, что было характерно для механистической картины природы. Эта ситуация потребовала нового пересмотра тех принципов, которые лежат в основе описания и понимания результатов физических наблюдений. С одной стороны, мы должны сознавать, что как бы далеко ни выходили подобные факты за пределы явлений, рассматриваемых классической физикой, все же остается очевидной необходимость описания экспериментальных установок и данных наблюдений на обычном языке, в должной мере дополненном терминами технической физики. С другой стороны, именно необходимость объяснять действие измерительной аппаратуры на основе классических понятий в принципе исключает в соответствующих квантовых явлениях точный учет воздействия измерительных приборов на атомные объекты.

Это обстоятельство, в частности, делает невозможным произвольное сочетание пространственно-временно́го описания с динамическими законами сохранения, которое являлось основой детерминистического описания классической физики. Фактически всякое однозначное применение понятий пространства и времени предполагает использование какой-либо экспериментальной установки, в которой происходит принципиально неконтролируемая передача импульса и энергии к приборам, подобным измерительным стержням и синхронизированным часам, которые необходимы для установления системы отсчета. И наоборот, всякое описание явления, в котором явно учитывается сохранение импульса и энергии, вызывает принципиальную необходимость отказа от детального анализа пространственно-временно́го поведения.

Принципиальная неделимость соответствующих квантовых явлений находит свое логическое выражение в том факте, что всякая попытка четко определенного подразделения потребовала бы таких изменений в экспериментальной установке, которые сделали бы невозможным наблюдение самого явления. В этих условиях не удивительно, что результаты наблюдений явления с помощью различных экспериментальных установок кажутся противоречащими друг другу, когда их пы-

таются совместить в единую картину. Такие явления можно назвать дополнительными в том смысле, что они представляют собой равнозначные аспекты доступных нам сведений относительно атомных объектов и лишь в совокупности исчерпывают эти сведения. Понятие дополнительности не подразумевает произвольного отказа от привычных нам требований, предъявляемых ко всякому физическому объяснению, но просто связано с нашим положением в качестве наблюдателей в этой новой области.

В действительности, чтобы построить разумное обобщение классической механики, которое дает полное объяснение большому числу разнообразных явлений на основе дополнительного способа описания, потребовались объединенные усилия целого поколения физиков-теоретиков. В этом квантовомеханическом формализме обычные кинематические и динамические переменные заменяются на операторы, которые подчиняются определенным правилам коммутации, содержащим постоянную Планка. Здесь мы опять встречаемся с математическими абстракциями, которые уже широко изучались ранее. Например, давно было известно, что сумма вращений твердого тела как результат последовательных поворотов вокруг различных осей зависит от того, в каком порядке эти повороты совершаются.

Пользуясь терминологией квантовой механики, можно сказать, что некоммутативность символических операторов прямо отражает взаимную несовместимость экспериментальных установок, которые позволяли бы производить точное измерение соответствующих физических величин. Более того, взаимное ограничение применимости кинематических и динамических величин в квантовомеханическом описании состояния физической системы находит количественное выражение в соотношениях неопределенности Гейзенберга, которые, как оказалось, имеют фундаментальное значение для выяснения физической ситуации, особенно в отношении пределов применимости обычных классических представлений о причинности.

В соответствии с тем обстоятельством, что в данной экспериментальной установке могут происходить различные индивидуальные квантовые процессы, предсказания этого формализма относительно результатов наблюдений имеют существенно статистический характер. Однако следует иметь в виду, что здесь мы сталкиваемся не с каким-то аналогом использования вероятностного рассмотрения при описании поведения сложных механических систем, а с невозможностью указания каких-либо конкретных сведений относительно хода индивидуальных процессов сверх того, что допускается внутренне согласованным обобщением детерминистической механики.

Для всякого, кто в течение многих лет имел дело с трудностями и парадоксами квантовой физики, глубокое удовлетворение доставляет то

обстоятельство, что такая степень логической стройности достигается с помощью тонких методов, предлагаемых математической наукой. Поистине радостно видеть, как огромное количество экспериментальных результатов, относящихся к атомным и молекулярным спектрам, химической связи и радиоактивным процессам, в течение нескольких лет было детально объяснено и сведено воедино с простейшими данными об инертных массах и электрических зарядах частиц, из которых состоят все атомы.

Здесь мы встречаем закономерности, фундаментальные с точки зрения свойств материи, которые, хотя и находятся за пределами механических принципов, очень полезных во многих областях техники, все же не могут обойти математических формулировок и численных расчетов. В связи с этим важно также, что создание быстродействующих вычислительных машин, подобных чудесной машине UNIVAC, установленной в Институте математических наук при Нью-Йоркском университете, вызвавшей большие сдвиги в решении многих задач из области классической физики, дает основания для надежд на подобные же сдвиги и в изучении атомных проблем.

В общих чертах та роль, которую играла математика в естествознании в течение многих веков, привела нас к осознанию того, что никакое соотношение не может быть определено вне соответствующих логических рамок и что всякая кажущаяся дисгармония в описании наших знаний может быть устранена лишь с помощью расширения системы понятий. Эти обстоятельства, хорошо знакомые математикам и сразу бросающиеся в глаза при изучении основ их науки, развитие физики выдвинуло в форме, находящей себе применение во многих областях человеческого познания и интересов, в которых мы сталкиваемся с подобными же ситуациями при анализе и синтезе опытных данных.

АТОМЫ И ЧЕЛОВЕЧЕСКОЕ ПОЗНАНИЕ *

Если говорить о прогрессе познания и подчинения природы, частью которой являемся мы сами, то в истории науки едва ли что-либо может сравниться с исследованиями мира атомов в нашем веке. Однако со всяким ростом знаний и умений связана и бо́льшая ответственность; осуществление же богатых обещаний атомного века и устранение несомых им новых опасностей бросает всей нашей цивилизации серьезный вызов, на который можно ответить только сотрудничеством всех народов, основанным на общем понимании необходимости содружества людей. При таком положении вещей важно ясно себе представить, что наука не знает национальных границ и что ее достижения являются общим достоянием человечества; поэтому она во все времена объединяла людей в их усилиях разъяснить основы наших знаний. Как я постараюсь показать, изучение атома, приведшее к столь знаменательным последствиям и обязанное своими успехами мировому сотрудничеству, не только углубило наше проникновение в новую область опытных знаний, но и пролило новый свет на общие проблемы познания.

Сначала может показаться странным, что атомная наука содержит поучение общего характера, но мы должны помнить, что на всех этапах своего развития наука об атомах всегда затрагивала глубокие проблемы познания. Так, мыслители древности, вводя представление об ограниченной делимости вещества, пытались тем самым найти основу для понимания того постоянства, которое обнаруживают природные явления при всем их разнообразии и изменчивости. Атомистические идеи все более и более плодотворно содействовали развитию физики и химии начиная с эпохи Возрождения, но на них всегда, вплоть до начала этого столетия, смотрели как на гипотезу. Считалось очевидным и не требующим доказательства, что наши органы чувств, которые сами состоят из бесчисленных атомов, слишком грубы, чтобы наблюдать мельчайшие частицы

* *Atomene og den menneskelige erkendelse.* В кн.: «Oversigt over det Kgl. Danske Videnskab Selsk. Virksomhed. 1955—1956». København, 1956, S. 112—124 (перевод выполнен по сб.: «Atomic Physics and human Knowledge». N. Y., 1958).

материи. Это положение должно было, однако, существенно измениться благодаря крупным открытиям на пороге нашего столетия. Как хорошо известно, развитие техники эксперимента дало возможность регистрировать эффекты от отдельных атомов и получать информацию о более элементарных частицах, из которых, как было найдено, состоят сами атомы.

Признавая глубокое влияние, которое оказывал древний атомизм на развитие механистического понимания природы, нужно все же сказать, что только изучение непосредственно доступных астрономических и физических опытных фактов дало возможность выявить закономерности так называемой классической физики. Завет Галилея, согласно которому отчет о явлении следует основывать на измеримых величинах, позволил избавиться от тех анимистических взглядов, которые так долго мешали разумно формулировать механику. В принципах Ньютона были заложены основы для детерминистического описания, позволяющего по состоянию физической системы на данный момент времени предсказывать ее состояние для любого последующего времени. На этих же основаниях можно было объяснить и электромагнитные явления. Для этого требовалось, однако, чтобы в описание состояния системы входили кроме положений и скоростей заряженных и намагниченных тел величина и направление электрических и магнитных сил в каждой точке пространства в данный момент.

Долгое время думали, что система понятий, характерная для классической физики, дает нам надлежащее орудие для описания всех физических явлений, и ее считали пригодной для развития и использования атомистических идей. Конечно, для систем, состоящих подобно обыкновенным телам из огромного числа составных частей, не могло быть и речи об исчерпывающем описании состояния системы. Тем не менее оказалось возможным, не отказываясь от детерминистического идеала, вывести на основе принципов классической механики статистические закономерности, отражающие многие из свойств материальных тел. Несмотря на то, что законы движения механики допускают полное обращение хода каждого отдельного процесса, было получено исчерпывающее объяснение характерного свойства необратимости тепловых явлений; объяснение это заключается в статистическом равновесии энергии, наступающем в результате взаимодействия между молекулами. Это крупное расширение области применения механики еще сильнее подчеркнуло необходимость атомистических идей для описания природы и впервые дало возможность подсчитать число атомов в веществе.

Однако с выяснением основ, на которые опираются законы термодинамики, открылся и путь к установлению свойства цельности атомных процессов, — свойства, далеко выходящего за пределы старого учения об ограниченной делимости материи. Хорошо известно, что детальный

анализ теплового излучения оказался проверкой применимости классических физических идей. Открытие электромагнитных волн уже дало основу для понимания распространения света и объяснило многие из оптических свойств веществ; но при попытках применить эти идеи к лучистому равновесию возникли непреодолимые трудности. Существенно то, что рассуждения здесь были основаны на общих принципах и не зависели от специальных предположений относительно состава веществ. Это обстоятельство и привело Планка к открытию в первом году этого столетия универсального кванта действия. Открытие Планка ясно показало, что классическое физическое описание является идеализацией и имеет ограниченную применимость. В явлениях обычного масштаба величины размерности действия так велики по сравнению с квантом, что его можно не включать в рассмотрение. Однако в собственно квантовых процессах мы встречаем закономерности, совершенно чуждые механистическому пониманию природы и не поддающиеся наглядному детерминистическому описанию.

Задача, поставленная перед физиками открытием Планка, была огромна. Требовалось при помощи тщательного анализа предпосылок, на которых основано применение наших самых элементарных понятий, расчистить место для кванта действия в рациональном обобщении классического физического описания. В течение всего времени развития квантовой физики, принесшей так много неожиданного, нам не раз пришлось вспомнить о трудности ориентироваться в области опытных фактов, не похожих на те, для описания которых приспособлены наши способы выражения. Широкое и интенсивное сотрудничество физиков многих стран способствовало быстрым успехам; разнообразие их подхода к данной проблеме оказалось очень плодотворным и помогло сфокусировать ее более резко. Здесь, конечно, невозможно было бы остановиться более подробно на том, что внес каждый из физиков, но в качестве фона для дальнейших рассуждений я напомню вам вкратце некоторые из главных особенностей этого развития.

В то время как Планк осторожно ограничился статистическими аргументами и подчеркивал затруднительность отказа от классических принципов детального описания природы, Эйнштейн смело указал на необходимость принимать во внимание квант действия в индивидуальных атомных явлениях. В тот же год, когда он так гармонично достроил здание классической физики, установив теорию относительности, он сделал еще одно открытие. Эйнштейн показал, что для описания наблюдений над фотоэлектрическим эффектом необходимо предположить, что передача энергии к каждому вырванному из вещества электрону соответствует поглощению так называемого кванта излучения. Так как идея о волнах необходима для объяснения распространения света, то не могло быть и речи о том, чтобы просто заменить ее корпускулярными представ-

лениями. Поэтому ученые здесь встретились со своеобразной дилеммой, для разрешения которой требовался тщательный анализ области применимости наглядных представлений.

Как известно, этот вопрос еще больше обострился благодаря открытию Резерфордом атомного ядра. В ядре, несмотря на его малость, заключена почти вся масса атома, а его электрический заряд соответствует числу электронов в нейтральном атоме. Это дало простую картину атома, которая сразу же навела на мысль о применении идей механики и электромагнитной теории. Все же было ясно, что согласно принципам классической физики, никакая конфигурация электрически заряженных частиц не может обладать устойчивостью, необходимой для объяснения физических и химических свойств атома. В частности, по классической электромагнитной теории всякое движение электронов вокруг атомного ядра должно сопровождаться непрерывным излучением энергии; в результате система станет быстро сжиматься до тех пор, пока электроны не соединяться с ядром, образуя нейтральную частицу исчезающе малых размеров по сравнению с теми, которые следует приписывать атомам. Однако указание на решающее значение кванта действия для устойчивости атомов и их реакции излучения было найдено в эмпирических законах линейчатых спектров элементов, — законах, до тех пор совершенно непонятных.

Исходной точкой стал здесь так называемый квантовый постулат, по которому каждое изменение энергии атома есть результат полного перехода между двумя его стационарными состояниями. Предполагая далее, что всякий атомный акт излучения связан с испусканием или поглощением единичного светового кванта, можно было определить из спектров значения энергии стационарных состояний. Было очевидно, что в рамках детерминистического описания нельзя дать никакого объяснения неделимости процессов перехода и самому их возникновению при данных условиях. Оказалось, однако, возможным, опираясь на так называемый принцип соответствия, получить систематизацию связей электронов в атомах, отражающую многие из свойств веществ. Основываясь на сравнении с ходом процессов, ожидаемым по классической теории, искали указаний для такого статистического обобщения описания, которое было бы совместно с квантовым постулатом. Становилось, однако, все более и более ясным, что для того, чтобы получить непротиворечивый отчет об атомных явлениях, необходимо в еще большей мере отказаться от наглядных представлений, и что нужна радикальная переформулировка всего описания, чтобы освободить место для всех тех особенностей явлений, которые связаны с квантом действия.

Решение, достигнутое в результате изобретательных и остроумных догадок многих из самых выдающихся физиков-теоретиков нашего вре-

мени, было удивительно просто. Как и при формулировании теории относительности, так и здесь соответствующий аппарат был найден в форме чрезвычайно развитых математических абстракций. Величины, которые в классической физике служат для описания состояния системы, заменяются в квантовомеханическом формальном аппарате символическими операторами, коммутативность которых ограничена правилами, содержащими квант действия. Это значит, что таким величинам, как пространственные координаты и соответствующие составляющие количества движения частиц, нельзя одновременно приписывать определенные значения. Таким образом, статистический характер формального аппарата выступает как естественное обобщение описания классической физики. Кроме того, это обобщение сделало возможным логически последовательное формулирование закономерностей, ограничивающих индивидуальность тождественных частиц; закономерности эти, как и самый квант, не могут быть выражены на языке обычных физических наглядных представлений.

При помощи методов квантовой механики удалось объяснить большое количество опытных фактов, относящихся к физическим и химическим свойствам веществ. Не только были объяснены во всех деталях связи электронов в атомах и молекулах, но и удалось также глубоко проникнуть в строение и реакции атомных ядер. В связи с этим мы можем упомянуть о том, что вероятностные законы для спонтанных радиоактивных превращений были гармонично включены в статистическое квантовомеханическое описание. При изучении превращений атомных ядер при высоких энергиях наблюдены за последние годы новые элементарные частицы; понимание свойств этих частиц продвинулось далеко вперед в результате приспособления формального аппарата к требованиям инвариантности, вытекающим из теории относительности. Все же здесь перед нами встают новые проблемы; решение их, очевидно, требует дальнейших абстракций, которые позволили бы сочетать квант действия с элементарным электрическим зарядом.

Несмотря на всю плодотворность квантовой механики, охватившей такую обширную область опытных фактов, отказ от привычных требований, предъявлявшихся к физическому описанию, заставил многих физиков и философов сомневаться в том, что мы имеем здесь дело с исчерпывающим описанием атомных явлений. В частности, высказывалось мнение, что статистический способ описания должен рассматриваться как временный выход из положения, но что в принципе он может быть заменен детерминистическим описанием. Тщательное обсуждение этого вопроса привело, однако, лишь к разъяснению нашего положения в атомной физике как наблюдателей; это и дало нам тот гносеологический урок, о котором упоминалось в начале доклада.

*

Поскольку задачей науки является увеличение и упорядочение нашего опыта, всякий анализ возможностей и предпосылок человеческого познания должен опираться на рассмотрение характера и полноты наших способов общения. Основой, конечно, является язык, выработанный для ориентировки в окружающем и для организации человеческого общества. Однако в результате расширения нашего опыта не раз возникали вопросы о том, достаточно ли тех понятий и идей, которые воплотились в нашем обыденном языке. Благодаря сравнительной простоте физических проблем они особенно подходят для исследования того, как употребляются наши способы общения. В самом деле, развитие атомной физики научило нас тому, как, не отступая от обычного языка, можно создать систему понятий, достаточно общую для исчерпывающего описания новых опытных фактов.

В связи с этим настоятельно необходимо уяснить себе, что во всяком отчете о физическом опыте нужно описывать как условия опыта, так и результаты наблюдения теми же словами и средствами, какие употребляются в классической физике. При анализе отдельных атомных частиц это становится возможным благодаря необходимым усилительным эффектам — таким, как пятно на фотографической пластинке, остающееся после удара о нее электрона, или как электрический разряд, созданный им в счетчике. Тогда наблюдения касаются только того, когда и где была зарегистрирована частица на пластинке или ее энергия при попадании ее в счетчик. Конечно, эта информация предполагает, что положение фотопластинки относительно других частей экспериментальной установки известно; такими частями могут быть направляющие диафрагмы и затворы, которые служат для локализации в пространстве и времени, или же заряженные и намагниченные тела, которые определяют действующие на частицу внешние силовые поля и позволяют делать измерения энергии. Экспериментальные условия можно менять многими способами, но главное здесь в том, что в каждом случае мы должны быть в состоянии передать другим, чтó мы сделали и чтó мы узнали; поэтому-то действие измерительных приборов непременно должно описываться в рамках классических физических понятий.

Так как все измерения касаются, таким образом, тел, достаточно тяжелых, чтобы при их описании можно было пренебречь квантом действия, то, строго говоря, в атомной физике нет никакой новой проблемы наблюдения. Возможность строить отчет на измеримых величинах основана на усилении атомных эффектов, которое придает явлениям своеобразный замкнутый характер и вместе с тем подчеркивает необратимость, характерную для самого понятия наблюдения. В рамках классической физики нет принципиальной разницы между описанием измерительных

приборов и описанием объектов исследования. Но когда мы изучаем квантовые явления, положение будет совсем иное, поскольку квант действия налагает ограничения на описание состояния системы при помощи пространственно-временны́х координат и энергетических величин (количества движения и энергии). Так как детерминистическое описание классической физики основано на предположении о неограниченной совместности локализации в пространстве и времени и применения динамических законов сохранения, то мы, очевидно, наталкиваемся здесь на вопрос, можно ли полностью сохранить такое описание в случае атомных объектов.

Для выяснения этого главного пункта роль взаимодействия между объектами и измерительными приборами в описании квантовых явлений оказалась особенно важной. Как подчеркивал Гейзенберг, локализация объекта в ограниченной области пространства-времени влечет за собой, согласно квантовой механике, обмен количеством движения и энергией между прибором и объектом; этот обмен тем больше, чем меньше выбранная область. Поэтому было крайне важно исследовать, насколько при описании явления можно учитывать в отдельности и взаимодействие, возникающее при наблюдении. Этот вопрос был центральным во многих дискуссиях, причем появилось много предложений, имевших целью полное контролирование взаимодействий. Однако в таких рассуждениях не обращали должного внимания на тот факт, что самое описание действия измерительных приборов предполагает, что все обусловленные квантом взаимодействия между приборами и атомными объектами неотделимы от явления.

Действительно, каждая экспериментальная установка, позволяющая регистрировать атомную частицу в ограниченной области пространства-времени, требует применения закрепленных масштабов и синхронизированных часов. Поэтому по самому определению их исключается возможность контролировать передаваемые им количество движения и энергию. И наоборот, всякое однозначное приложение динамических законов сохранения в квантовой физике требует, чтобы описание явления сопровождалось принципиальным отказом от детальной локализации в пространстве-времени. Такое взаимное исключение экспериментальных условий означает, что в хорошо определенном описании явления нужно принимать во внимание полностью всю экспериментальную установку. Неделимость квантовых явлений находит свое логическое выражение в том обстоятельстве, что каждое поддающееся определению подразделение явления потребовало бы изменения экспериментальной установки, а это изменение сопровождалось бы появлением новых индивидуальных процессов. Таким образом, отпало самое основание для детерминистического описания. Статистический же характер предсказаний явствует из того, что в одной и той же экспериментальной установке будут, вообще

говоря, регистрироваться результаты, соответствующие разным индивидуальным процессам.

Такие рассуждения не только разъяснили упомянутую выше дилемму относительно распространения света, но и окончательно разрешили соответствующие парадоксы, связанные с наглядным представлением поведения материальных частиц. Здесь мы, конечно, не можем искать физического объяснения в привычном смысле; все, что мы можем требовать в этой новой области опытных фактов, — это устранения всякого, даже кажущегося, противоречия. Как бы ни были велики контрасты, которые обнаруживают атомные явления при различных условиях опыта, такие явления следует называть дополнительными в том смысле, что каждое из них хорошо определено, а взятые вместе они исчерпывают все поддающиеся определению сведения об исследуемых объектах. Единственной целью формального аппарата квантовой механики является систематический охват наблюдений, полученных при таких условиях опыта, которые описываются простыми физическими понятиями; существующий аппарат как раз и дает такое исчерпывающее дополнительное описание для очень большой области опытных фактов. Отказ от наглядных представлений затрагивает только состояние атомных объектов; при этом полностью сохраняются основы описания экспериментальных условий, равно как и наша свобода их выбирать. Во всех этих отношениях формальный аппарат квантовой механики, применимый только к замкнутым явлениям, должен рассматриваться как рациональное обобщение классической физики.

Если помнить о том влиянии, которое оказывало механистическое понимание природы на философское мышление, то нетрудно понять, почему иногда в понятии дополнительности видели ссылку на субъективного наблюдателя, ссылку, несовместимую с объективностью научного описания. В каждой области исследования мы должны, конечно, сохранять резкое разграничение между наблюдателем и содержанием наблюдений. Но мы должны ясно представлять себе, что открытие кванта действия пролило новый свет на самые основы описания природы; оно обнаружило, что для разумного использования понятий, на которых основаны сообщения об опытных фактах, необходимы предпосылки, до того не замеченные. В квантовой физике описание действия измерительных приборов является, как мы видели, необходимым условием для определения самого явления. Проводя в известном смысле различие между субъектом и объектом, мы должны делать это так, чтобы в каждом отдельном случае было обеспечено однозначное применение элементарных физических понятий, которые употребляются в описании. Понятие дополнительности отнюдь не содержит какого-либо мистицизма, чуждого духу науки; наоборот, оно просто указывает на логические предпосылки для описания и толкования опытных фактов в атомной физике.



Подобно более ранним успехам физической науки гносеологический урок, преподанный нам атомной физикой, естественно, заставляет нас заново пересмотреть и в других областях знаний применение наших способов общения для объективного описания. Упор, который делается на проблему наблюдения в атомной физике, не в меньшей степени подымает аналогичные вопросы в биологии и психологии, а именно вопросы о положении живых организмов в описании природы и о нашем собственном положении существ думающих и действующих. Хотя в рамках классической физики и можно было до некоторой степени сравнивать живые организмы с машинами, всегда было ясно, что такие сравнения недостаточно учитывают многие из характерных для жизни черт. Недостаточность механистического представления о природе для описания положения человека особенно хорошо обнаруживается на трудностях, связанных с примитивным различением между душой и телом.

Проблемы, встающие здесь перед нами, очевидно, связаны с тем фактом, что многие стороны человеческого существования требуют для своего описания терминологии, которая не опирается непосредственно на простые физические представления. То обстоятельство, однако, что такие представления имеют ограниченную применимость и для атомных явлений, дает указание на способы, посредством которых биологические и психологические явления также могут быть включены в рамки объективного описания. Как и раньше, здесь важно помнить о разделении между наблюдателем и содержанием сообщения. При механистическом понимании природы линия раздела субъект — объект фиксирована; признание того, что последовательное применение наших представлений требует иногда другого проведения этой границы, как раз и освобождает место для расширения описания.

Не пытаясь давать какое-либо исчерпывающее определение органической жизни, мы можем сказать, что живой организм характеризуется своей целостностью и приспособляемостью. Это значит, что описание внутренних отправлений живого организма и его реакций на внешние возбудители часто требует употребления слова «целесообразный», чуждого физике и химии. Хотя результаты атомной физики и нашли множество приложений в биофизике и биохимии, все же замкнутые индивидуальные квантовые явления, конечно, не обнаруживают никаких черт, напоминающих что-либо характерное для понятия жизни. Как мы видели, описание атомных явлений является исчерпывающим для широкой области опытных фактов, и оно основано на возможности свободного использования таких измерительных приборов, какие нужны для надлежащего применения элементарных понятий. Однако в живых организмах такого рода разграничение между измерительными прибо-

рами и исследуемыми объектами едва ли может быть проведено полностью. Мы должны быть готовы к тому, что каждая хорошо определенная в смысле атомной физики экспериментальная установка, целью которой является описание отправлений живого организма, окажется несовместной с проявлением жизни.

В биологических исследованиях делаются ссылки на свойства целостности живых организмов и на целесообразность их реакций и наравне с ними используется все более детальная информация о строении организмов и о регулирующих процессах в них, — информация, которая привела к таким большим успехам, в частности в медицине. Мы имеем здесь дело с практическим подходом к области, в которой применяемые для описания разных ее сторон способы выражения подразумевают взаимно исключающие условия наблюдения. В связи с этим следует понять, что точки зрения, называемые механистической и телеологической, не противоречат друг другу, а скорее обнаруживают дополнительную зависимость, связанную с нашим положением наблюдателей природы. Во избежание недоразумений важно, однако, отметить, что — в противоположность отчету об атомных закономерностях — описание органической жизни и оценка возможностей ее развития не могут претендовать на полноту, а могут лишь стремиться к построению достаточно широкой системы понятий.

При описании опытных фактов из области психологии мы встречаемся с такими условиями наблюдения и соответствующими им способами выражения, которые отстоят еще дальше от физической терминологии. Независимо от того, насколько в описании поведения животных нужны и оправданы такие слова, как «инстинкт» и «разум», слово «сознание» в применении к самому себе и к другим совершенно необходимо для описания ситуации в случае человека. Терминология, приспособленная для ориентирования в окружающем, еще могла исходить из простых физических представлений и из идеи причинности; отчет же о наших душевных состояниях требует типично дополнительного метода описания. В самом деле, употребление таких слов, как «мысль» или «чувство», относится не в какой-то твердо увязанной причинной цепи, а к видам душевного опыта, исключающим друг друга благодаря неодинаковому разграничению между сознательным содержанием и тем фоном, который мы приблизительно обозначаем «мы сами».

Особенно поучительно отношение между тем душевным опытом, когда мы испытываем чувство решимости, и тем, когда мы сознательно размышляем о мотивах к действию. Неизбежность прибегать при описании всего богатства сознательной жизни к таким, казалось бы, противоречивым способам выражения поразительно напоминает способ применения элементарных физических представлений в атомной физике. При такого рода сравнении мы должны, однако, признать, что психический опыт не

может быть подчинен физическим измерениям и что самое понятие волевого акта не относится к обобщению детерминистического описания, но с самого начала указывает на характерные черты человеческой жизни. Не пускаясь в старый философский спор о свободе воли, я упомяну только в том, что в объективном описании нашей ситуации употребление слова «хотение» или «решимость» близко соответствует употреблению таких слов, как «надежда» или «ответственность»; все они одинаково необходимы для общения между людьми.

Мы здесь подошли к проблемам, затрагивающим человеческое сообщество. В этих проблемах разнообразие способов выражения проистекает от невозможности охарактеризовать каким-нибудь фиксированным отличительным признаком роль личности в обществе. Тот факт, что человеческие культуры, развившиеся при разных условиях жизни, обнаруживают такие контрасты в отношении установившихся традиций и общественного строя, позволяет называть эти культуры в известном смысле дополнительными. Однако мы ни в коем случае не имеем здесь дело с определенными взаимно исключающими друг друга чертами, подобными тем, которые мы встречали при объективном описании общих проблем физики и психологии; здесь — это различия во взглядах, которые могут быть оценены и улучшены расширенным общением между народами. В наше время, когда возрастающие познания и умение их применять связывают судьбы всех народов более чем когда-либо раньше, международное сотрудничество в науке получило далеко идущие задания, осуществлению которых немало может способствовать осознание общих закономерностей человеческого познания.

ПРЕДИСЛОВИЕ И ВВЕДЕНИЕ К СБОРНИКУ «АТОМНАЯ ФИЗИКА И ЧЕЛОВЕЧЕСКОЕ ПОЗНАНИЕ» *

ПРЕДИСЛОВИЕ

Этот сборник статей, написанных по разным поводам в течение последних 25 лет, представляет продолжение более ранних очерков, собранных в книге, озаглавленной «Атомная теория и описание природы» [1]. Темой статей является теоретико-познавательный урок, преподанный нам современным развитием атомной физики, и его значение для анализа и синтеза во многих областях человеческого знания. Статьи, вошедшие в предыдущий сборник, написаны в то время, когда установление математических методов квантовой механики создало твердое основание для непротиворечивой трактовки атомных явлений, а условия для однозначного описания опытных фактов на этой основе были характеризованы понятием дополнительности. В собранных здесь статьях логическая формулировка этого подхода развита дальше и ему дается более широкое применение. Конечно, нельзя было избежать многих повторений, но мы надеемся, что самые эти повторения могут послужить для иллюстрации того, как наша аргументация постепенно становится яснее, особенно в отношении более четкой терминологии.

При развитии излагаемых здесь взглядов для меня были очень ценны дискуссии с бывшими и настоящими сотрудниками Института теоретической физики Копенгагенского университета. За помощь при обработке этих статей я особенно благодарен Оскару Клейну и Леону Розенфельду, в настоящее время находящимся в Оклахомском и Манчестерском университетах, а также Стефану Розенталю и Оге Петерсену из Копенгагенского института. Я также хотел бы выразить благодарность г-же С. Хеллманн за весьма эффективную помощь при подготовке статей настоящего издания.

Копенгаген, август 1957 г.

Нильс Бор

* *Foreword, Introduction.* В кн.: N. Bohr. Atomic Physics and Human Knowledge. N. Y., 1958. (Русский перевод: Н. Бор. Атомы и человеческое познание. М., 1961. — *Ред.*)

[1] «Atomic Theory and the Description of Nature», Cambridge University Press, 1934.

ВВЕДЕНИЕ

Важное значение физической науки для развития общего философского мышления основано не только на ее вкладе в наше непрерывно возрастающее познание той природы, частью которой мы являемся сами; физическая наука важна и тем, что время от времени она давала случай пересматривать и улучшать нашу систему понятий как орудие познания. В нашем столетии изучение атомного строения материи обнаружило неожиданное ограничение области применимости классических физических идей и пролило новый свет на содержащиеся в традиционной философии требования к научному объяснению. Необходимый для понимания атомных явлений пересмотр основ и предпосылок однозначного применения наших элементарных понятий имеет поэтому значение, выходящее далеко за пределы одной только физической науки.

Главное содержание урока, преподанного нам развитием атомной физики, состоит, как известно, в признании свойства цельности и неделимости атомных процессов, обнаруженного благодаря открытию кванта действия. Предлагаемые статьи освещают наиболее существенные стороны ситуации в квантовой физике; в то же время они указывают на черты сходства между этой ситуацией и положением в других областях знаний, выходящих за пределы механистического представления о природе. Мы не рассматриваем здесь какие-либо туманные аналогии, а исследуем условия для надлежащего применения слов и понятий, выражающих наши опытные знания. Такие рассуждения имеют целью не только ознакомление с новой ситуацией в физической науке; ввиду сравнительно простого характера атомных проблем они могут оказаться полезными и для разъяснения предпосылок объективного описания в более широких областях знаний.

Хотя собранные здесь семь[1] статей, таким образом, тесно связаны между собой, они распадаются на три отдельные группы, относящиеся к 1932—1939, 1949 и 1955—1957 гг. Первые три статьи прямо связаны со статьями прежнего сборника, в них обсуждаются биологические и антропологические проблемы, относящиеся к свойствам целостности, характерным для живых организмов и человеческих культур. Конечно, в этих статьях я ни в какой мере не пытаюсь дать исчерпывающее обсуждение этих тем, но лишь указываю, какими представляются эти проблемы на фоне общего урока атомной физики.

Четвертая статья касается дискуссии между физиками о проблемах теории познания, поставленных квантовой физикой. По характеру самой темы нельзя было избежать некоторых ссылок на математический аппа-

---

[1] Последние две статьи русского перевода сборника, содержащего девять статей, в английское издание 1958 г. не вошли. — *Прим. ред. русского издания.*

рат, но для понимания аргументации не требуется специальных знаний. Споры привели к разъяснению новых сторон проблемы наблюдения, обусловленных тем обстоятельством, что взаимодействие между атомными объектами и измерительными приборами составляет неотъемлемую часть квантового явления. Поэтому данные, полученные в различных экспериментальных установках, не могут быть объединены в том смысле, как обычно; необходимость принимать во внимание условия, при которых получены те или иные опытные данные, прямо требует дополнительного способа описания.

Последняя группа статей тесно связана с первой, но я надеюсь, что уточненная терминология, которой я в них пользуюсь, чтобы изобразить ситуацию в квантовой физике, сделала общую идею и общий ход рассуждения доступнее. Прилагая эти идеи к более широкой области, я делаю особый упор на предпосылки для однозначного применения понятий, используемых при описании опытных фактов. Самая суть аргументации состоит в том, что для объективного описания и гармоничного охвата опытных фактов необходимо почти во всех областях знания обращать внимание на обстоятельства, при которых эти данные получены.

81

ФИЗИЧЕСКАЯ НАУКА И ПРОБЛЕМА ЖИЗНИ *

Для меня было удовольствием принять предложение Копенгагенского медицинского общества прочесть одну из Стенсеновских[1] лекций, которыми общество чтит память знаменитого датского ученого; его достижениями восхищаются все в бо́льшей степени не только в нашей стране, но и во всем научном мире. Я избрал своей темой проблему, занимавшую человеческую мысль в течение многих веков; она глубоко интересовала и самого Нильса Стенсена. Эта проблема состоит в выяснении того, насколько физический опыт может помочь нам в объяснении органической жизни в ее богатых и разнообразных проявлениях. Из развития физики за последние десятилетия, в частности из исследований так долго скрытого от нас мира атомов, можно извлечь поучение, касающееся нашего положения наблюдателей той природы, частью которой мы являемся сами. Я попытаюсь показать, как это развитие и этот урок создали новые предпосылки для нашего отношения к этому вопросу.

Уже в философских школах древней Греции мы находим расхождение во мнениях относительно средств и понятий, пригодных для объяснения поразительных отличий между живыми организмами и другими материальными телами. Хорошо известно, что атомисты считали ограниченную делимость всякой материи необходимой не только для объяснения простых физических явлений, но и для толкования отправлений живых организмов и связанных с ними психических явлений. С другой стороны, Аристотель отвергал атомистические идеи и, имея в виду цельность, какую обнаруживает каждый живой организм, защищал необходимость вводить в описание природы такие понятия, как совершенство и целесообразность.

В течение почти 2000 лет положение оставалось по существу неизменным. Только в эпоху Возрождения были сделаны те великие открытия

* *Die Physik und das Problem des Lebens.* Atomfysik og menneskelig erkendelse. København, 1957.

[1] Нильс Стенсен (1638—1686) — латинизированная форма: Николай Стенон, Стено — датский естествоиспытатель (анатомия, геология, кристаллография). — *Прим. ред.*

как в физике, так и в биологии, которые должны были дать новый побудительный толчок к дальнейшему их развитию. В физике прогресс состоял прежде всего в освобождении от аристотелевской идеи о движущих силах как о причине всякого движения. Галилей установил, что равномерное движение есть проявление инерции, и рассматривал силу как причину изменения движения. Оба эти утверждения должны были стать основой развития механики, которую Ньютон облек в незыблемую и законченную форму, к восхищению последующих поколений. В этой так называемой классической механике исключено всякое упоминание о цели, так как ход событий описывается как автоматическое следствие заданных начальных условий.

Прогресс механики не мог не оказать сильнейшего влияния на всю современную науку. В частности, анатомические исследования Везалиуса и открытие Гарвеем кровообращения навели на мысль сравнивать живые организмы с машинами, работающими по законам механики. Из философов особенно Декарт подчеркивал сходство животных с автоматами, но вместе с тем он приписывал человеческим существам душу, взаимодействующую с телом в некоторой железе в мозгу. Однако в своем знаменитом Парижском докладе об анатомии мозга Стенсен подчеркнул недостаточность современного знания таких проблем; этот доклад свидетельствует о его большой наблюдательности и непредвзятости, характерных для всей его научной деятельности.

Дальнейшее развитие биологии, особенно после изобретения микроскопа, привело к открытию неожиданной тонкости строения живых организмов и их регулирующих процессов. Таким образом, механистические идеи нашли себе еще более широкое применение, но в то же время поразительная способность живых организмов к регенерации и приспособлению породила и так называемые виталистические и финалистические (телеологические) взгляды, которые не раз и высказывались. Такого рода взгляды уже не возвращали к примитивным идеям жизненной силы, действующей в живых организмах, а скорее делали упор на недостаточность физического подхода для объяснения характерных черт жизни. В качестве спокойного изложения ситуации, какой она была в начале этого столетия, я бы хотел сослаться на следующее высказывание моего отца, физиолога Христиана Бора, во введении к его статье, опубликованной в ежегодном издании Копенгагенского университета за 1910 г. под заглавием «О патологическом расширении легких»:

«Поскольку физиологию можно характеризовать как особую ветвь естественных наук, ее специальной задачей является изучение явлений, свойственных живому организму как данному эмпирическому объекту; цель этих исследований — добиться понимания роли различных частей организма в саморегуляции, понимания того, как эти части уравновешивают друг друга и достигают согласованности при

изменении внешних воздействий и внутренних процессов. Соответственно самой природе этой задачи слово «цель» относят к сохранению живого организма, а целесообразным называют регулирующие механизмы, служащие к его сохранению. Именно в этом смысле мы и в дальнейшем будем употреблять понятие «целесообразность» в применении к органическим отправлениям. Для того чтобы употребление этого понятия в каждом отдельном случае не было бессодержательным или даже вводящим в заблуждение, нужно потребовать, чтобы ему всегда предшествовало достаточно тщательное исследование рассматриваемого явления органической жизни. Такое исследование должно шаг за шагом осветить тот путь, каким это явление способствует сохранению живого организма. Хотя это есть всего-навсего требование научного доказательства того, что в данном случае понятие целесообразности употреблено в соответствии с его определением, а это требование может показаться очевидным, тем не менее мы считаем нелишним его подчеркнуть. Действительно, физиологические исследования выявили такое великое множество крайне тонких приспособлений живого организма, что очень соблазнительно называть каждое наблюденное проявление жизни целесообразным, не затрудняя себя экспериментальным исследованием детальных его отправлений. При помощи аналогии, которые так легко находятся среди многообразных органических отправлений, легко сделать следующий шаг и истолковать такое отправление субъективным образом, приписав ему в данном случае то или иное специальное назначение. Очевидно, однако, что при нашем столь ограниченном знакомстве с живыми организмами такое субъективное суждение очень часто может быть ошибочным; это иллюстрируется множеством примеров. В таких случаях недостаточное экспериментальное освещение деталей процесса и является причиной ошибочных результатов подобного образа действия. Само по себе априорное предположение целенаправленности органического процесса, однако, вполне естественно в качестве эвристического принципа; благодаря крайней сложности условий в организме и трудности их учета и понимания этот принцип может оказаться не только полезным, но даже необходимым для постановки конкретной научной задачи и для поисков путей к ее решению. Но одно дело — это то, чем удобно и можно пользоваться в предварительном исследовании, и совсем другое дело то, что может законно рассматриваться как окончательный результат. Что касается проблемы целесообразности данного отправления для сохранения живого организма в целом, то, как подчеркнуто выше, такой результат может быть обеспечен только наглядным показом в подробностях тех путей, которыми достигается эта цель».

Я привел эти замечания, отражающие взгляды того круга, в котором я вырос и чьи дискуссии я слушал в молодости, потому что они представляют подходящую исходную точку для исследования места, занимаемого живыми организмами в описании природы. Как я попытаюсь показать, современное развитие атомной физики, увеличив наши знания об атомах и о том, как они составлены из более элементарных частиц, обнаружило вместе с тем принципиальную ограниченность так называемого механи-

стического представления о природе. Этим оно создало новые предпосылки для решения вопроса, имеющего прямое отношение к нашему предмету, а именно: что мы можем понимать под научным объяснением и что мы можем от него требовать?

Для того чтобы представить положение в физике как можно яснее, я прежде всего напомню вам тот крайний взгляд, который был выражен в известной идее Лапласа о мировой машине и который возник под влиянием больших успехов классической механики. Согласно этой концепции, все взаимодействия между частями, составляющими эту машину, подчиняются законам механики; поэтому интеллект, знающий расположение и скорости этих частей, мог бы предсказать все последующие события во вселенной, включая поведение животных и человека. Эта идея, как известно, играла большую роль в философских дискуссиях; однако во всей этой концепции не было обращено должного внимания на те предпосылки, которые нужны для того, чтобы были применимы такие понятия, без каких невозможно сообщение о физическом опыте.

В этом отношении дальнейшее развитие физики настоятельнейшим образом преподало нам урок. Уже чрезвычайно важное толкование тепловых явлений как непрерывного движения молекул в газах, жидкостях и твердых телах привлекло внимание к большому значению условий наблюдения для описания опытных фактов. Конечно, не могло быть и речи о подробном описании движения бесчисленных молекул среди себе подобных; можно было говорить лишь о выводе статистических закономерностей теплового движения путем использования общих механических принципов. Своеобразный контраст между обратимостью простых механических процессов и необратимостью, типичной для многих термодинамических явлений, был, таким образом, разъяснен тем фактом, что применение понятий, подобных температуре и энтропии, относится к экспериментальным условиям, несовместным с полным контролем над движением отдельных молекул.

В сохранении и росте живых организмов видели иногда противоречие с вытекающим из законов термодинамики стремлением к температурному и энергетическому равновесию изолированной физической системы. Однако мы должны помнить, что живые организмы непрерывно снабжаются свободной энергией путем питания и дыхания и самые тщательные физиологические исследования никогда не обнаруживали никакого отклонения от принципов термодинамики. Все же признание такого рода сходства между живыми организмами и обыкновенными силовыми двигателями, конечно, никоим образом не достаточно для ответа на вопрос о положении живых организмов в описании природы; этот вопрос, очевидно, требует более глубокого анализа проблемы наблюдения.

Как раз эта проблема и была неожиданно выдвинута на первый план открытием универсального кванта действия, выражающего свойство цель-

ности атомных процессов; это свойство не допускает того различения между наблюдением явления и поведением объектов самих по себе, которое столь характерно для механистической концепции природы. В физических системах обычного масштаба изображение событий как цепи состояний, описываемых доступными измерению величинами, покоится на том обстоятельстве, что мы имеем здесь дело с действиями достаточно большими, чтобы можно было пренебрегать взаимодействием между объектами и телами, которые служат как измерительные инструменты. В условиях, когда квант действия играет решающую роль и когда взаимодействие составляет неотъемлемую часть явления, уже нельзя в этой же мере приписывать явлениям ход, точно определенный в механическом смысле.

Мы стоим здесь перед крушением обычных физических наглядных представлений; это крушение убедительно сказывается в трудности говорить о свойствах атомных объектов независимо от условий их наблюдения. В самом деле, электрон, несомненно, можно рассматривать как заряженную материальную частицу, поскольку измерения его инертной массы всегда дают один и тот же результат и поскольку каждая передача электричества между атомными системами всегда равна целому кратному числу так называемого единичного заряда. Между тем интерференционные эффекты, возникающие, когда электроны проходят сквозь кристаллы, несовместимы с механическими представлениями о движении частиц. Мы встречаем аналогичные черты в известной дилемме о природе света, поскольку оптические явления требуют понятия о распространении волн, тогда как законы передачи количества движения и энергии в атомных фотоэффектах опираются на механическое представление о частицах.

Эта ситуация, новая в физической науке, потребовала нового анализа тех предпосылок, на которых основано применение понятий, употребляемых нами для ориентирования в окружающем. Конечно, в атомной физике мы сохраняем свободу ставить природе вопросы в форме экспериментов, но мы должны признать, что все разнообразные экспериментальные условия определяются исключительно телами, настолько тяжелыми, что в описании их действия можно не считаться с квантом. Информация об атомных объектах получается только в форме следов, которые они оставляют на этих измерительных приборах; таким следом является, например, пятно от удара электрона о фотографическую пластинку, помещенную в экспериментальной установке. То обстоятельство, что такие следы происходят от необратимых усилительных эффектов, придает явлениям своеобразный законченный характер, прямо указывающий на принципиальную необратимость самого понятия наблюдения.

Особенность положения в квантовой физике состоит прежде всего в том, что информация, полученная об атомных объектах, не может быть объединена и истолкована на основе того подхода, который типичен для

механистической концепции природы. Уже тот факт, что в одной и той же экспериментальной установке будут, вообще говоря, регистрироваться наблюдения, относящиеся к разным индивидуальным квантовым процессам, влечет за собой принципиальное ограничение детерминистического метода описания. Далее, классическое физическое описание покоится на требовании неограниченной возможности подразделять явление; но это требование явно несовместимо со свойством цельности типичных квантовых явлений. В самом деле, всякое поддающееся определению подразделение требует изменения экспериментальной установки, благодаря которому возникают новые индивидуальные эффекты.

Чтобы характеризовать соотношение между явлениями, наблюденными при разных экспериментальных условиях, был введен термин «дополнительность»; он подчеркивает тот факт, что взятые вместе такие явления исчерпывают всю поддающуюся определению информацию об атомных объектах. Идея дополнительности отнюдь не содержит произвольного отказа от привычного физического объяснения; но она непосредственно относится к нашему положению наблюдателей в такой области опыта, где однозначное применение понятий, используемых при описании явлений, существенно зависит от условий наблюдения. Математическое обобщение системы понятий классической физики дало возможность развить формальный аппарат, в котором остается место для логического включения кванта действия. Непосредственная цепь этой так называемой квантовой механики состоит в формулировании статистических закономерностей, относящихся к данным, добытым в определенных условиях наблюдения. Принципиальная полнота такого рода описания обеспечивается тем, что при этом идеи классической механики сохраняются в пределах, достаточных для характеристики любых поддающихся определению вариантов экспериментальных условий.

Дополнительный характер квантовомеханического описания ясно выражен в способе описания состава и реакций атомных систем. Так, характерные спектры элементов и валентности химических соединений зависят от закономерностей, относящихся к энергетическим состояниям атомов и молекул, а эти закономерности обнаруживаются только при таких обстоятельствах, когда возможность контроля над положениями электронов в атоме или в молекуле исключена. В этой связи интересно отметить, что плодотворное применение структурных формул в химии покоится единственно на том факте, что атомные ядра намного тяжелее электронов. Однако что касается устойчивости и превращений самих ядер, то там квантовомеханические свойства опять становятся решающими. Только в дополнительном описании, выходящем за рамки механистического понимания природы, и можно найти место для фундаментальных закономерностей, определяющих свойства тех веществ, из которых состоят наши инструменты и наши тела.

Прогресс в области атомной физики нашел, как известно, широкое применение в биологических науках. В частности, я могу указать на достигнутое нами понимание своеобразной устойчивости химических структур в клетках, передающих наследственные свойства вида, а также понимание статистических законов появления мутаций в организмах, подвергшихся воздействию специальных факторов. Далее, усилительные эффекты, подобные тем, какие позволяют наблюдать индивидуальные атомные частицы, играют решающую роль во многих отправлениях живого организма. Наличие таких эффектов подчеркивает необратимый характер типичных биологических явлений. А присущая описанию отправлений живых организмов направленность хода времени ярко проявляется в способности организмов использовать предшествующий опыт для реакций на последующие раздражители.

В этом многообещающем развитии мы имеем дело с очень важным и по существу почти неограниченным расширением области применения чисто физических и химических идей к биологическим проблемам. А так как квантовая механика представляется рациональным обобщением классической физики, то в целом этот подход можно назвать механическим. Вопрос, однако, в том, действительно ли и в каком смысле такой прогресс подрывает основы для применения в биологии так называемых финалистических аргументов. Здесь мы должны признать, что описание и толкование замкнутых квантовых явлений не обнаруживает никаких признаков, указывающих на то, что организация, составленная из атомов, способна приспосабливаться к окружающему так, как мы это видим в случае самосохранения и эволюции живых организмов. Далее, необходимо подчеркнуть, что исчерпывающий в смысле квантовой физики отчет о всех непрерывно обменивающихся атомах живого организма, не только невозможен, но, очевидно, потребовал бы таких условий наблюдения, которые несовместны с проявлением жизни.

Однако поучение, касающееся того, какую роль играют орудия наблюдения в определении элементарных физических понятий, дает ключ к логическому применению таких понятий, как целесообразность, которые чужды физике, но так прекрасно приспособлены к описанию органических явлений. В самом деле, если иметь это в виду, то будет очевидно, что взгляды, называемые механистическими и финалистическими, не представляют противоречащих друг другу точек зрения на биологические проблемы, а скорее подчеркивают взаимно исключающий характер условий наблюдения, одинаково необходимых для наших поисков все более полного описания жизни. Здесь, конечно, речь идет не об объяснении такого типа, как описание работы простых механических конструкций на основе классической физики или как описание действий сложных электронных счетных машин. Предмет нашего обсуждения — расширение того анализа предпосылок и области применимости понятий, служащих

для передачи опыта, который стал характерной чертой новейшего развития физики.

Если не считать различий в условиях наблюдения, словесная передача биологических опытных данных содержит не больше ссылок на субъективного наблюдателя, чем описание опыта физического. Таким образом, до сих пор не было надобности входить в подробности тех условий наблюдения, которые характерны для отчета о психологических явлениях. Но для этих последних мы уже не можем полагаться на систему понятий, выработанную для нашего ориентирования в неживой природе. Однако сознательный опыт запоминается, и потому он должен быть связан с остаточным изменением конституции организма. Этот факт заставляет думать о сходстве между психическими опытами и физическими наблюдениями. Что касается зависимости между разными видами сознательного опыта, то тут мы тоже встречаем черты, напоминающие условия для связного описания атомных явлений. Богатый словарь, которым мы пользуемся при описании нашего душевного состояния, как раз и подразумевает типично дополнительный метод описания, соответствующий непрерывному изменению того предмета, на котором сосредоточено внимание.

Механистический метод описания потребовал расширения, чтобы можно было охватить неделимость атомных явлений. Подобно этому, цельность живого организма и единство личности, конечно, ставят нас лицом к лицу с необходимостью дальнейшего обобщения той основы, на какой возможно рациональное использование наших средств общения. В этом отношении надо подчеркнуть, что необходимое для однозначного описания разграничение между субъектом и объектом сохраняется и здесь. Это достигается тем, что в каждом сообщении, содержащем ссылку на нас самих, мы, так сказать, вводим новый субъект, не являющийся предметом нашего сообщения. Едва ли нужно особо подчеркивать, что именно эта свобода выбора линии разграничения субъект—объект и освобождает место для многообразия сознательных явлений и богатства человеческой жизни.

Та точка зрения на общие проблемы познания, к которой привело нас развитие физики в этом столетии, существенно отличается от подхода к таким проблемам во времена Стенсена. Однако это не значит, что мы сошли с того пути к обогащению наших познаний, по которому он шел с таким большим успехом; мы только ясно поняли, что стремление к красоте и гармонии, которое отличало деятельность Стенсена, требует неуклонного пересмотра предпосылок и степени общности понятий, использованных в качестве средств общения.

КВАНТОВАЯ ФИЗИКА И ФИЛОСОФИЯ*

Значение физических наук для философии состоит не только в том, что они все время пополняют сумму наших знаний о неодушевленной материи, но и прежде всего в том, что они позволяют подвергнуть проверке те основания, на которых покоятся наши самые первичные понятия, и выяснить область их применимости. Накопление экспериментальных данных и развитие теоретических понятий, несомненно, приводят к усовершенствованиям в терминологии. Тем не менее всякое описание физических результатов основано в конечном счете на обычном языке, приспособленном к тому, чтобы разбираться в окружающем и прослеживать связи между причинами и следствиями. Галилеева программа, согласно которой описание физических явлений должно опираться на величины, имеющие количественную меру, дала прочные основы для упорядочения опытных данных во все более и более широкой области.

В ньютоновой механике состояние системы материальных тел определяется их мгновенными положениями и скоростями. Если известно состояние системы в данный момент времени и если известны силы, действующие на тела, то в ньютоновой механике оказывается возможным, применяя хорошо известные простые законы, определить единственно из этих данных состояние системы во всякий другой момент времени. Описание такого рода представляет, очевидно, идеальную форму причинной связи, соответствующую понятию *детерминизма*. Выяснилось, что такое описание применимо и в более широкой области. Так, при отображении электромагнитных явлений, где приходится рассматривать распространение сил с конечными скоростями, оказалось возможным сохранить детерминистское описание, включив в понятие состояния не только положения и скорости заряженных частиц, но и задаваемые по величине и по направлению электрические и магнитные силы в каждой точке пространства в рассматриваемый момент времени.

---

* *Quantum Physics and Philosophy.* В кн.: «Philosophy in the Mid-Century. A survey», Firenze, 1958, p. 308—314.

В этом отношении положение вещей не изменилось существенным образом в результате признания того, что описание физических явлений в определенной мере зависит от системы отсчета, избранной наблюдателем. Признание этого обстоятельства составляет содержание понятия относительности. Мы имеем здесь дело с чрезвычайно плодотворным научным направлением, которое позволило формулировать физические законы, общие для всех наблюдателей, и связать явления, представлявшиеся прежде несвязанными. Хотя в этих формулировках применяются математические абстракции, такие, как четырехмерная неевклидова метрика, физическое толкование для каждого данного наблюдателя основано на обычном отделении пространства от времени, причем сохраняется детерминистский характер описания. Сверх того, как было указано Эйнштейном, соответствующая различным наблюдателям координация событий в пространстве и времени такова, что она никогда не заменяет данную причинную последовательность событий на обратную. Поэтому теория относительности не только расширила область применимости, но и укрепила основы детерминистского описания, являющегося характерным для того величественного здания, которое именуется классической физикой.

С открытием Планком *элементарного кванта действия* началась, однако, новая эпоха в физических науках. Это открытие обнаружило свойственную атомным процессам черту *цельности,* идущую гораздо дальше старой идеи об ограниченной делимости материи. Стало ясно, что свойственное классическим физическим теориям наглядное картинное описание представляет идеализацию, применимую только к явлениям, которые удовлетворяют условию, что все величины размерности действия, встречающиеся в их анализе, настолько велики, что по сравнению с ними квантом действия можно пренебречь. В явлениях обычного масштаба это условие выполняется с избытком; напротив, в опытных данных, относящихся к атомным частицам, мы наталкиваемся на закономерности нового типа, не поддающиеся детерминистскому анализу. Эти квантовые законы обусловливают замечательную устойчивость атомных систем и определяют их реакции; тем самым они в конечном счете ответственны и за те свойства материи, от которых зависят наши способы наблюдения.

Задача, с которой столкнулись физики, состояла, таким образом, в том, чтобы рациональным образом обобщить классическую физику, гармонически включив в нее квант действия. После предварительного исследования полученных из опыта данных, произведенного более грубыми методами, эта трудная задача была в конце концов решена путем введения надлежащих математических абстракций. Так, в аппарате квантовой механики на месте величин, характеризующих в обычной механике состояние физической системы, выступают символические операторы, подчиненные некоммутативному правилу умножения, содержащему

постоянную Планка. Эта формулировка предотвращает фиксирование такого рода величин с точностью, потребной для детерминистического описания, принятого в классической физике, но вместе с тем позволяет находить спектральное распределение этих величин в соответствии с данными об атомных процессах. Сообразно его немодельному характеру физическое толкование математического аппарата находит свое выражение в законах существенно статистического (вероятностного) типа, относящихся к результатам наблюдений, полученным в данных экспериментальных условиях.

Несмотря на то, что квантовая механика представляет могущественное средство для упорядочения огромного экспериментального материала, относящегося к атомным объектам, тот факт, что она так сильно отклоняется от привычных требований причинного объяснения явлений, естественно, дал повод поставить вопрос, действительно ли мы имеем здесь дело с полным описанием того, что дает опыт. Для ответа на этот вопрос, очевидно, требуется тщательное рассмотрение условий, необходимых для однозначного применения понятий классической физики к анализу атомных явлений. Решающим является здесь признание того положения, что описание экспериментальной установки и результатов наблюдений должно производиться на понятном языке, надлежащим образом усовершенствованном путем применения обычной физической терминологии. Это есть просто требование логики, так как под словом «эксперимент» мы можем разуметь единственно только процедуру, о которой мы можем сообщить другим, что́ нами проделано и что́ мы узнали.

В действительных экспериментальных установках выполнение такого рода требований обеспечивается тем, что в качестве измерительных приборов применяются твердые тела, достаточно тяжелые, чтобы можно было характеризовать их относительные положения и скорости чисто классическим образом. В связи с этим существенно иметь также в виду, что всякая однозначная информация об атомных объектах выводится из положения неисчезающих отметок на телах, определяющих экспериментальные условия, — отметок подобных пятну на фотографической пластинке, вызванному ударом электрона. Необратимые усилительные эффекты, на которых основана регистрация наличия атомных объектов, не вносят при этом никаких особых затруднений, а только напоминают нам о том, что самое понятие наблюдения связано с существенной необратимостью. Описание атомных явлений имеет в этом отношении совершенно объективный характер в том смысле, что оно обходится без явной ссылки на какого-либо индивидуального наблюдателя; по этой же причине передача информации не связана с какой-либо неоднозначностью, если только учитывать требования теории относительности.

Во всех этих отношениях проблема наблюдения в квантовой физике

ни в какой мере не отличается от классического физического подхода. Существенно новой чертой анализа квантовых явлений является, однако, то, что вводится фундаментальное различие между измерительным прибором и изучаемыми объектами. Оно представляет прямое следствие необходимости описывать работу измерительных приборов на языке классической физики, не вводя явным образом кванта действия. С другой стороны, квантовые черты явления содержатся в выводимой из наблюдений информации об атомных объектах. В то время как в классической физике взаимодействием между объектом и прибором можно пренебречь или, если надо, можно его компенсировать, в квантовой физике это взаимодействие составляет нераздельную часть явления. Сообразно этому однозначное описание собственно квантового явления должно в принципе включать описание всех существенных частей экспериментальной установки.

Повторение одного и того же опыта, характеризуемого как описано выше, дает, вообще говоря, *разные* отсчеты, относящиеся к объекту; этот факт непосредственно приводит к выводу, что обобщающая формулировка полученных из опыта результатов в этой области должна выражаться в форме статистических (вероятностных) законов. Едва ли нужно особо подчеркивать, что мы имеем здесь дело отнюдь не с чем-либо аналогичным обычному применению статистики к описанию физических систем, чересчур сложных для того, чтобы можно было практически дать полное определение их состояния, достаточное для детерминистского описания. Такое описание подразумевает возможность неограниченно подразделять и детализировать события, тогда как в случае квантовых явлений эта возможность принципиально исключается в силу требования конкретно указывать экспериментальные условия. В самом деле, типичная для собственно квантовых явлений черта цельности находит свое логическое выражение в том обстоятельстве, что всякая попытка определенным образом подразделить данное явление потребовала бы изменения в экспериментальной установке, — изменения, несовместного с определением данного явления.

В области применимости классической физики все стороны и свойства данного объекта могут быть в принципе обнаружены при помощи *одной* экспериментальной установки, хотя на практике часто бывает удобно применять для изучения разных сторон явления разные установки. В самом деле, полученные таким путем данные просто складываются и могут быть скомбинированы в одну связную картину поведения изучаемого объекта. Напротив, в квантовой физике данные об атомных объектах, полученные при помощи разных экспериментальных установок, находятся в своеобразном дополнительном отношении друг к другу. Действительно, следует признать, что такого рода данные, хотя и кажутся противоречащими друг другу при попытке скомбинировать их в одну

картину, на самом деле исчерпывают все, что мы можем узнать о предмете. Отнюдь не ограничивая наши стремления задавать природе вопросы в форме экспериментов, понятие *дополнительности* просто характеризует возможные ответы, получаемые в результате такого исследования в том случае, когда взаимодействие между измерительным прибором и объектом составляет нераздельную часть явления.

Разумеется, классическое описание экспериментальной установки и необратимость отсчетов, относящихся к атомному объекту, обеспечивают последовательность между причиной и следствием в соответствии с очевидным и элементарным требованием *причинности*. В то же время окончательный отказ от классического идеала детерминизма находит себе яркое выражение в соотношениях дополнительности, представляющих условия для однозначного применения основных понятий, безусловное и неограниченное применение которых составляет основу классического описания. В самом деле, для констатации наличия атомной частицы в ограниченной области пространства и времени требуется экспериментальное устройство, связанное с переносом количества движения и энергии к телам, подобным неподвижным масштабам и синхронно идущим часам; а этот перенос не может быть включен в описание работы упомянутых приборов без отказа от их пригодности к выполнению их роли фиксировать систему отсчета. Обратно, всякое строгое применение к атомным процессам законов сохранения количества движения и энергии предполагает в принципе отказ от детальной локализации частиц в пространстве и времени.

Эти обстоятельства находят себе количественное выражение в соотношениях неопределенности Гейзенберга. Последние дают связь (обратную пропорциональность) между неточностями допустимого в квантовой механике фиксирования тех кинематических и динамических переменных, которыми в классической механике определяется состояние физической системы. Действительно, некоммутативность математических символов, которыми в аппарате квантовой механики представлены эти переменные, соответствует несовместимости экспериментальных установок, необходимых для их однозначного определения. В связи с этим заметим, что мы, очевидно, имеем здесь дело не с ограничениями точности измерений, а с ограниченной применимостью пространственно-временных понятий и динамических законов сохранения; эта ограниченная применимость связана с необходимостью проводить различие между измерительными приборами и атомными объектами.

При рассмотрении задач атомной физики для выполнения конкретных вычислений удобнее всего пользоваться шредингеровской функцией состояния. Путем применения определенных математических операций из этой функции могут быть выведены статистические законы для результатов наблюдений, получаемых при определенных условиях. Следует,

однако, признать, что мы имеем здесь дело с чисто символическим приемом, однозначная физическая интерпретация которого требует в последнем счете ссылки на определенную экспериментальную установку. Неучет этого обстоятельства приводил иногда к недоразумениям. В частности, применение таких выражений, как «наблюдение возмущает явление» или «измерение создает физические атрибуты объектов», едва ли совместно с общепринятым значением употребляемых терминов и с обычным словоупотреблением.

В связи с этим поднимался даже вопрос, не следует ли в целях более точного представления сложившейся ситуации прибегнуть к многозначной логике. Предыдущие рассуждения показывают, однако, что какие бы то ни было отклонения от общепринятого языка и обычной логики полностью устраняются, если употреблять слово «явление» только в смысле чего-то такого, о чем возможно однозначным образом информировать; слово «измерение» должно при этом употребляться в своем прямом смысле количественного сравнения (сравнения с эталоном). Такая осторожность в выборе терминологии особенно важна при исследованиях в новой области, где информация не может быть заключена в привычную схему, нашедшую столь широкое применение в классической физике.

Только имея все это в виду, можно убедиться в том, что квантовая механика удовлетворяет в отношении своей непротиворечивости и полноты всем требованиям, какие можно предъявить к рациональному объяснению. Так, для непротиворечивого толкования аппарата квантовой механики существенно исходить из отсчетов, делаемых на приборах при вполне определенных условиях опыта. Этот упор на конкретные отсчеты приборов становится на место основной предпосылки классического физического описания, согласно которой каждое звено в причинной цепи событий допускает в принципе непосредственную проверку. Полнота же описания, подобная той, к какой стремилась классическая физика, достигается принципиальной возможностью принимать во внимание все мыслимые экспериментальные установки.

Разумеется, такого рода рассуждения вовсе не означают, что атомная физика не принесет нам больше ничего нового в отношении экспериментальных открытий и математических средств для их описания и понимания. В самом деле, весьма возможно, что для объяснения новых закономерностей, открывающихся при исследовании атомных процессов весьма большой энергии, потребуется ввести в математический аппарат дальнейшие абстракции. Решающим является, однако, то обстоятельство, что при этом не может быть и речи о возвращении к такому способу описания, которое в большей степени шло бы навстречу привычным требованиям наглядного модельного представления связи между причиной и следствием.

Тот факт, что квантовые закономерности не могут быть проанализированы в классическом духе, обусловливает, как мы видели, необходимость ввести при описании того, что мы узнаем посредством опыта, логическое различие между измерительными приборами и атомными объектами, различие, принципиально исключающее возможность исчерпывающего детерминистского описания. Резюмируя, можно сказать, что более широкие рамки дополнительности отнюдь не означают произвольного отказа от идеала причинности. Понятие дополнительности непосредственно выражает наше положение в вопросе об отображении фундаментальных свойств материи, которые считались подлежащими классическому физическому описанию, но оказались вне пределов его применимости.

При всех различиях в ситуациях, характерных для применений понятий относительности и дополнительности, эти ситуации представляют в гносеологическом отношении значительное сходство. В самом деле, в обоих случаях мы имеем дело с исследованием закономерностей, которые не могут быть охвачены наглядными представлениями, пригодными для отображения физических фактов в более ограниченной области. Решающим является, однако, то обстоятельство, что ни в одном из этих случаев расширение рамок наших понятий не предполагает какой-либо ссылки на наблюдающий субъект (эта ссылка была бы препятствием для однозначной передачи опытных фактов).

В рассуждениях теории относительности такая объективность обеспечивается учетом зависимости явлений от системы отсчета наблюдателя, тогда как в дополнительном описании какая-либо субъективность исключается благодаря учету тех обстоятельств, которые делают однозначным применение наших первичных понятий.

В общефилософском аспекте знаменательно здесь то, что в отношении анализа и синтеза в других областях знания мы встречаемся с ситуациями, напоминающими ситуацию в квантовой физике. Так, цельность живых организмов и характеристики людей, обладающих сознанием, а также и человеческих культур представляют черты целостности, отображение которых требует типично дополнительного способа описания. Передача опытных фактов в этих обширных областях знания требует богатого словаря, а из-за того, что словам иногда придается различный смысл и прежде всего из-за различия в принятых в философской литературе толкованиях понятия причинности, цель такого рода сопоставлений часто понималась превратно. Но постепенно развитие терминологии, пригодной для описания более простой ситуации в области физики, показывает, что мы имеем здесь дело не с более или менее туманными аналогиями, а с отчетливыми примерами логических связей, которые в разных контекстах встречаются в более широких областях знания.

КВАНТОВАЯ ФИЗИКА И БИОЛОГИЯ *[1]

В ходе развития науки дискуссия о положении живых организмов в общем описании физических явлений прошла через целый ряд этапов. В древности очевидные неувязки, присущие сравнению живых организмов с простыми машинами, глубоко повлияли на отношение к механическим проблемам и даже привели к тому, что всякой материи стали приписывать жизненные признаки. Во времена Возрождения в результате выяснения начал классической механики эти взгляды были отброшены, и тем самым проблема вступила в другой этап своего развития, ускоренный великими открытиями этой эпохи в анатомии и физиологии.

Новейшие успехи техники и в особенности развитие автоматического управления промышленными предприятиями и усовершенствование вычислительных устройств заставили заново обсудить вопрос о том, в какой мере возможно конструирование механических или электрических моделей со свойствами, имитирующими поведение живых организмов. Конечно, может быть, и можно придумать модели, реагирующие любым заданным образом, включая свое собственное воспроизводство, если только они будут иметь доступ к нужным материалам и энергии. Оставляя в стороне вопрос о научной ценности таких сравнений, мы должны, однако, понять, что, изучая модели заданной конструкции и с заданными функциями, мы находимся очень далеко от той ситуации, в которой мы оказываемся при исследовании живых организмов, где наша задача состоит в постепенном разгадывании их строения и их возможностей.

Во всякой модели обычного масштаба мы можем по существу пренебрегать атомным строением материи и ограничиваться описанием механических и электрических свойств материалов, использованных при

* *Quantum Physics and Biology.* В кн.: «Symposia of the Society for Exper. Biology, № 14: Models and Analogues in Biology». Cambridge, 1960, p. 1—5.

[1] Статья «Квантовая физика и биология» состоит из двух частей: физической и биологической. Мы печатаем здесь только биологическую часть, поскольку текст физической части целиком содержится в несколько более полной работе «Квантовая физика и философия», также включенной в этот сборник. — *Прим. ред.*

сооружении машины, а также приложением простых законов, которые управляют взаимодействием между разными ее частями. Однако из биологических исследований ясно, что основные признаки живых организмов, и в частности их генетическое воспроизводство, зависят прежде всего от процессов атомного масштаба, где мы сталкиваемся с существенными ограничениями для применимости понятий классической физики.

Как известно, квантовая физика дает достаточно широкие возможности для описания свойств атомов, лежащих полностью вне той области, где допустим классический подход. Главный результат ее развития состоит в признании своеобразной устойчивости атомных и молекулярных структур, которая означает степень упорядоченности, несовместную с неограниченным применением механических картин. Из свойственного классической физике детерминистического описания следует, что всякое возмущение системы, состоящей из огромного числа частей, непременно приводит к хаотическому беспорядку. В квантовой же физике это описание заменяется таким, согласно которому результат всякого взаимодействия между атомными системами зависит от исхода соревнования между различными индивидуальными процессами; эти процессы простым образом определяют состояние новых систем через посредство содержащихся в них атомных частиц, подобно тому как они определяли состояния первоначальных систем. С надлежащими уточнениями такого рода описание прямо соответствует химической кинетике, нашедшей широкое применение в молекулярной биологии.

Совсем новые перспективы постепенного разъяснения биологических закономерностей на основе прочно установленных принципов атомной физики появились за последние годы. Это произошло благодаря открытию поразительно устойчивых структур специального назначения, несущих генетическую информацию, а также благодаря все более полному проникновению в процессы, которыми эта информация передается. Эти открытия наводят на мысль, что образование и регенерация структурных составных частей организмов при обмене веществ должны рассматриваться как процессы по существу необратимого характера, которые на каждом этапе обеспечивают наибольшую возможную стабильность, совместную с имеющимися условиями в отношении обмена материалом и энергией.

Таким образом, у нас нет причины ожидать какого-либо внутреннего ограничения для применимости элементарных физических и химических понятий к анализу биологических явлений. Тем не менее своеобразные свойства живых организмов, выработанные в результате всей истории органической эволюции, обнаруживают скрытые возможности чрезвычайно сложных материальных систем, не имеющих себе подобных в сравнительно простых проблемах, с которыми мы встречаемся в обычных физике и химии. На этом-то фоне и нашли себе плодотворное применение в биологии понятия, относящиеся к поведению организма как целого

и как бы противостоящие способу описания свойств неодушевленной материи.

Хотя и здесь мы имеем дело, в том что касается употребления надлежащей терминологии, с типично дополнительными соотношениями, необходимо подчеркнуть, что аргументация, применяемая в биологии, некоторыми своими существенными сторонами отличается от той, какая применяется в целях исчерпывающего объективного описания в квантовой физике. Это описание требует четко различать измерительные приборы от исследуемых объектов, что влечет за собой во всяком сообщении об атомных процессах взаимное исключение строгого применения локализации в пространстве и времени и законов сохранения энергии. Но такое различение уже учитывается, как указано выше, в применениях химической кинетики и термодинамики. «Дополнительный» подход в биологии нужен скорее по другой причине: его требуют те практически неисчерпаемые скрытые возможности живых организмов, которые обусловливаются их чрезвычайно сложным строением и функциями.

84

ПРЕДИСЛОВИЕ К СБОРНИКУ «ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА XX ВЕКА» *

Прогресс физики в нашем столетии характеризуется не только расширением круга познаний, но равным образом и построением новых теоретических основ для анализа и синтеза экспериментальных данных. Вольфганг Паули, памяти которого посвящается эта книга, внес в этот прогресс огромный вклад не только собственными выдающимися работами, но и тем вдохновением и воодушевлением, которые мы все от него получали.

Глубокая интуиция и способность к критическим суждениям проявились у Паули очень рано в его известной энциклопедической статье по теории относительности, опубликованной, когда ему было всего 20 лет. Эта статья до сих пор остается одним из наиболее ценных пособий, в котором изложены основы и общее содержание первоначальных идей Эйнштейна. Раннее знакомство Паули с этой теорией, содержавшей радикальный пересмотр фундаментальных физических понятий, а также отличное владение математическим аппаратом подготовили почву для важного вклада в квантовую физику.

Теория относительности уже в руках Эйнштейна достигла высокой степени совершенства как в своих принципах, так и в приложениях, тогда как в квантовой теории положение было совсем иным. Далекое от того, чтобы дать общую картину явлений в атомных масштабах, великое открытие Планком кванта действия представляло собой попытку включения совершенно новых элементов понятий в последовательное описание физических процессов. Как известно, путь к этой цели, усеянный многими препятствиями, был проложен лишь постепенно совместным трудом целого поколения физиков.

Окончив школу в Вене, Паули продолжил образование в Мюнхене под руководством Зоммерфельда, уникальное мастерство которого в области математической физики оказывало глубокое влияние на всех его учени-

* *Foreword.* В сб.: «Theoretical Physics in the Twentieth Century. A memorial volume to Wolfgang Pauli». N. Y., 1960.

ков. Позднее Паули поддерживал тесный контакт со своим старым учителем и часто говорил о нем с любовью и восхищением. Когда Паули после совместной работы с Борном в Геттингене прибыл в 1922 г. в Копенгаген, он со своим остро критическим и неустанно ищущим умом стал для нашей группы истинным источником воодушевления. Особенно понравилось всем нам его интеллектуальное благородство, проявлявшееся с прямотой и юмором как в научных дискуссиях, так и в простых человеческих взаимоотношениях.

В те годы всеобъемлющие методы квантовой физики еще не были созданы, и интерпретация экспериментальных данных основывалась главным образом на принципе соответствия, в котором выражена попытка сохранения классического описания до предельной степени, совместимой с индивидуальностью атомных процессов. Такая эмпирическая процедура позволила более или менее последовательно использовать спектральные данные для того, чтобы получить картину связывания электронов в атомах и, в частности, найти первый подход к интерпретации взаимоотношений между физическими и химическими свойствами элементов.

Я живо вспоминаю дискуссии с Паули, в которых он выражал свою неудовлетворенность слабостью аргументации, на которой основывалась попытка объяснить особую стабильность замкнутых электронных оболочек, имеющую столь фундаментальное значение для объяснения периодичности в свойствах элементов, расположенных в соответствии с зарядом их ядер. Обоснованность его замечаний самым поразительным образом была доказана неустанными работами Паули в последующие годы, завершившимися открытием принципа запрета, выражающего фундаментальное свойство систем тождественных частиц, для которого, как и для самого кванта действия, классическая физика не имеет аналога.

Изобретательность, с которой Паули использовал в те годы соображения принципа соответствия в пределах их применимости, иллюстрируется проведенным им изящным анализом комптоновского рассеяния излучения на свободных электронах. Исходя из общих статистических соображений Эйнштейна об обмене энергий и импульсом в радиационных процессах, Паули доказал, что вероятность рассеяния зависит от интенсивности обеих компонент излучения, участвующих в процессе. Метод, примененный в этой работе, в действительности находится в очень близкой связи с общей теорией дисперсии, сформулированной Крамерсом, которая оказалась весьма существенной для дальнейших больших открытий.

Для Паули, с его отвращением ко всякого рода неясностям в физических теориях, огромным облегчением было развитие рациональной квантовой механики, исключающей всякое неуместное использование классических представлений. Едва ли нужно напоминать, что это разви-

тие, в частности, позволило гармонично включить в соответствующую[1] квантовую статистику принцип запрета Паули. Энергия, с которой Паули принимался за исследование новых методов, и совершенное владение ими, которое он вскоре приобрел, демонстрируются его статьей по основам квантовой механики, напечатанной в «Handbuch der Physik» в 1932 г. Эта статья занимает в научной литературе такое же положение, как его предыдущее изложение теории относительности.

Вся научная подготовка Паули неизбежно привела к тому, что он глубоко заинтересовался проблемой приведения основ квантовой физики в соответствие с требованиями теории относительности. С самого начала он не только принял выдающееся участие в формулировании квантовой теории электромагнитных полей, но и содействовал своими трудами по релятивистской теории электрона полному выяснению ее смысла. Деятельный интерес Паули в значительной степени стимулировал разрешение кажущихся парадоксов, которые выявились в ходе последовавшей дискуссии по вопросу об измеримости компонент поля и электрических зарядов.

В последующие годы Паули проявляет еще более глубокий интерес к проблемам теории элементарных частиц и квантованных полей, соответствующих этим частицам. На ранней стадии он внес фундаментальный вклад в развитие этой теории, выдвинув гипотезу нейтрино, которая обеспечила выполнение законов сохранения при β-распаде атомных ядер. В этой связи интересно также напомнить, что в 1926 г. Паули первый обратил внимание на то, что сверхтонкая структура спектральных линий служит источником информации о спинах ядер и их электромагнитных моментах.

В этой книге, посвященной памяти Паули, специалисты в различных областях рассказывают о его разносторонних фундаментальных работах и о влиянии их на последующее развитие физики. Говоря о большом жизненном пути Паули, важно помнить, что он воодушевлял не только многочисленных учеников, собиравшихся вокруг него сначала в Гамбурге, а потом в Цюрихе, где он работал последние 30 лет своей жизни, исключая военные годы, проведенные в Принстоне. Благодаря его участию в научных конференциях и обширной переписке с коллегами и друзьями влияние Паули распространялось на значительно более широкие круги.

Действительно, все с нетерпением хотели узнать мнение Паули о новых открытиях и идеях, всегда выражавшееся убедительно и с юмором, а также его симпатии и антипатии к открывающимся перспективам. Мы всегда извлекали пользу из замечаний Паули, даже когда временно были с ним не согласны; если он чувствовал необходимость изменить свои взгляды, он признавал это весьма откровенно, а если новые идеи

[1] Т. е. статистику Ферми—Дирака. — *Прим. ред.*

встречали его одобрение, то в этом мы чувствовали большую поддержку. Анекдоты о его личности вырастали в настоящую легенду, и он все более и более становился самой совестью сообщества физиков-теоретиков.

Пытливый ум Паули охватывал все аспекты человеческой деятельности. В Цюрихе он нашел коллег, разделявших его многосторонние интересы, и его исследования по вопросам истории, эпистемологии и психологии вылились в ряд очерков, доставляющих обильную пищу для размышлений. Ему посчастливилось встретить подругу жизни, которая, тонко понимая силу его интеллекта и цельность его характера, дала ему тот покой и умиротворенность, в которых он так нуждался при своей большой исследовательской и педагогической работе. В лице Вольфганга Паули мы потеряли не только блестящего и вдохновенного товарища по работе, но и настоящего друга, который многим из нас казался утесом среди бушующего моря.

ВОЗНИКНОВЕНИЕ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ *

60-летие со дня рождения Вернера Гейзенберга предоставляет мне подходящий случай поделиться некоторыми воспоминаниями о времени, когда он, работая с нами в Копенгагене, создавал основы квантовой механики.

Почти сорок лет назад, весной 1922 г., я впервые встретил юного студента Гейзенберга. Это было в Геттингене, куда я был приглашен прочитать ряд лекций о состоянии квантовой теории строения атома. Несмотря на большой успех, достигнутый Зоммерфельдом и его школой благодаря мастерскому владению развитой Гамильтоном и Якоби трактовкой механических систем при инвариантных величинах действия, проблема введения кванта в непротиворечивое обобщение классической физики содержала еще глубоко лежащие трудности. Расходящиеся между собой точки зрения по этому вопросу приводили к оживленным дискуссиям, и я с радостью вспоминаю тот интерес, с которым восприняли, особенно молодые слушатели, мое утверждение, что именно принцип соответствия является путеводной нитью для дальнейших успехов.

По этому случаю была обсуждена возможность, чтобы два из самых молодых учеников Зоммерфельда, на которых он возлагал наибольшие надежды, приехали в Копенгаген. Тогда как Паули в том же году присоединился к нашей группе, Гейзенберг по совету Зоммерфельда остался еще на год в Мюнхене, чтобы там завершить свою докторскую работу. Прежде чем осенью 1924 г. Гейзенберг приехал в Копенгаген на более длительное время, мы уже весной имели удовольствие увидеть его здесь кратковременно. Геттингенские дискуссии продолжались как в самом институте, так и во время долгих прогулок; при этом я получил еще более глубокое впечатление о редкой одаренности Гейзенберга.

Наши разговоры касались многих проблем физики и философии, причем особое ударение делалось на необходимость однозначного определе-

* *Die Entstehung der Quantenmechanik.* В кн.: «Werner Heisenberg und die Physik unserer Zeit». Braunschweig, 1961, IX—XIII.

ния понятий, о которых шла речь. Обсуждение проблем атомной физики вращалось прежде всего вокруг чужеродности кванта действия для образования понятий, используемых при описании всех результатов опытов. В связи с этим мы говорили также и о том, что возможно здесь, как и в теории относительности, могут оказаться полезными математические абстракции. К тому времени такие перспективы еще не проявлялись, но развитие физических идей уже вступило в новую стадию.

Совместно с Крамерсом и Слетером мы предприняли попытку классифицировать все индивидуальные атомные реакции на основе классической теории излучения. Хотя первоначально мы встретились с трудностями, относящимися к строгому сохранению энергии и импульса, эти исследования привели к дальнейшему развитию представлений о виртуальных осцилляторах как связующем звене между атомами и полями излучения. Большим достижением была развитая вскоре после этого Крамерсом теория дисперсии, установившая прямую связь с открытым Эйнштейном общим законом вероятности спонтанных и индуцированных процессов излучения и поглощения.

Вскоре Гейзенберг и Крамерс установили тесное сотрудничество, результатом которого было дальнейшее развитие теории дисперсии. В этой работе исследовались в особенности новые атомные реакции, связанные с возмущениями поля излучения. Но изложение оставалось полуэмпирическим в том смысле, что для вывода спектральных термов, а также вероятности реакций, не было еще замкнутой в себе основы. Тогда существовала только слабая надежда, что упомянутую связь между дисперсионными и возмущающими эффектами можно будет использовать для постепенного преобразования теории, в которой шаг за шагом можно будет исключить любое неуместное применение классических представлений. Под впечатлением тех трудностей, которые представляла такая программа, у нас всех вызвало огромное восхищение то обстоятельство, что двадцатитрехлетний Гейзенберг нашел, как одним ударом можно достигнуть цели.

Благодаря предложенному им представлению кинематических и динамических величин с помощью незаменяемых символов была фактически получена основа для дальнейшего развития. Формальное завершение новой квантовой механики было достигнуто вскоре в тесном сотрудничестве с Борном и Иорданом. В этой связи я хотел бы напомнить, как Гейзенберг после получения письма от Иордана выразил свое настроение примерно следующими словами: «Сейчас ученые геттингенские математики так много говорят об эрмитовых матрицах, а я даже не знаю, что такое матрица». Вскоре после этого Дирак, которому Гейзенберг при посещении Кембриджа рассказал о своих новых идеях, дал еще один блестящий пример того, как молодой физик самостоятельно освоил нужный ему для работы вспомогательный математический аппарат.

Хотя благодаря новому формализму явно был достигнут решающий успех в непротиворечивом изложении квантовой проблемы, некоторое время казалось, что еще не выполняются все требования принципа соответствия. Так, я вспоминаю, как Паули, которому принадлежит одно из первых плодотворных применений точки зрения Гейзенберга к рассмотрению энергетического состояния атома водорода, высказал свое недовольство сложившейся ситуацией. Он подчеркнул полную ясность того факта, что можно установить положение Луны в ее пути вокруг Земли, хотя согласно матричной механике для каждого состояния в задаче двух тел с вполне определенной энергией можно указать лишь статистически ожидаемые значения рассматриваемых кинематических величин.

Как раз в этом направлении новое понимание внесла указанная еще в 1924 г. де Бройлем аналогия между движением материальных частиц и волновым характером распространения световых квантов. На этом основании в 1926 г. Шредингеру с помощью установленного им знаменитого волнового уравнения удалось получить блестящие результаты применением мощных методов теории функций ко многим задачам, связанным с атомом. С точки зрения принципа соответствия наиболее существенным было, что каждое решение уравнения Шредингера можно представить как суперпозицию гармонических собственных функций; этим создавалась возможность проследить, в частности, как движения частиц связаны с распространением волновых пакетов.

Вначале существовала определенная неясность о взаимоотношениях столь различных на первый взгляд трактовок квантовой проблемы. Как пример дискуссии тех лет я хотел бы привести случай, когда Оскар Клейн, которому была близка установленная Гамильтоном аналогия между механикой и оптикой и который сам нащупал волновое уравнение, устранил, основываясь на старом объяснении Гюйгенсом двойного преломления в кристаллах, высказанное Гейзенбергом сомнение в возможности волнового объяснения эффекта Штерна—Герлаха. Поводом для особенно оживленного обмена мнениями послужило посещение Шредингером Копенгагена осенью 1926 г. Пользуясь случаем, мы с Гейзенбергом пытались его убедить, что его изящная трактовка дисперсионных явлений не может быть приведена в соответствие с планковским законом излучения в пустоте без явного учета дискретного характера процессов поглощения и испускания.

Статистический смысл шредингеровской волновой механики был вскоре выяснен Борном при исследованиях проблемы столкновений. Полная эквивалентность различных методов также была доказана еще в 1926 г. Дираком и Иорданом с помощью теории преобразований. В этой связи мне вспоминается, что на одном из институтских коллоквиумов Гейзенберг обратил внимание на то, что матричная механика

позволяет определить не только ожидаемое значение некоторой физической величины, но и ожидаемое значение любой степени этой величины; в последующей дискуссии Дирак отметил, что это замечание дало ему в руки ключ к общим преобразованиям.

Зимой 1925—1926 гг. Гейзенберг работал в Геттингене, куда и я приехал на несколько дней. Мы особенно много говорили об открытии спина электрона, драматическая история которого недавно со всех сторон освещалась в сборнике памяти Паули. Для нашего копенгагенского круга было большой радостью, что тогда Гейзенберг согласился на должность доцента в нашем институте после того, как Крамерс принял приглашение стать профессором теоретической физики в Утрехте. Его лекции в следующем академическом году были высоко оценены студентами не только за их содержание, но и благодаря превосходному владению Гейзенбергом датским языком.

Для продолжения основополагающих научных работ Гейзенберга этот год был чрезвычайно плодотворным. Исключительным достижением было объяснение дуплетности спектра гелия, которая долгое время рассматривалась как наибольшая трудность квантовой теории строения атома. Благодаря рассмотрению Гейзенбергом спина электрона в сочетании со свойствами симметрии волновых функций четко выяснился смысл принципа Паули, что непосредственно повлекло за собой существенные последствия. Сам Гейзенберг пришел к пониманию ферромагнетизма, вскоре затем Гайтлер и Лондон дали объяснение гомеополярных химических связей, а Деннисон решил старую загадку удельной теплоемкости водорода.

В связи с быстрым развитием атомной физики в те годы интерес все более сосредоточивался вокруг вопроса о логическом упорядочении добытого богатого материала. Глубокое исследование Гейзенбергом этой проблемы было изложено в его знаменитой статье «О наглядном содержании квантовомеханической кинематики и механики», появившейся к концу его пребывания в Копенгагене; в ней было впервые сформулировано соотношение неопределенностей. Подход к кажущимся парадоксам квантовой теории был с самого начала сопоставлен с квантом действия, который связан с протеканием элементарных процессов. Поскольку было ясно, что количество энергии и другие инвариантные величины можно строго определить только для изолированных систем, проведенный Гейзенбергом анализ выявил, в какой мере взаимодействие с измерительным прибором будет влиять на состояние атомной системы.

Подчеркивание проблемы наблюдения выдвинуло вновь тот вопрос, о котором Гейзенберг и я беседовали при его первом посещении Копенгагена, и привело к дальнейшим дискуссиям по общим проблемам теории познания. Как раз требование возможности однозначной передачи результатов опытов означает, что экспериментальная установка и

результаты наблюдения должны быть выражены на языке, подходящем для ориентации нашего окружения. Описание квантовых явлений требует поэтому принципиального различия между объектом исследования и измерительными приборами, определяющими условия опыта. Особенно выделяются те непривычные до сих пор для физики контрасты, которые мы здесь встречаем, — известная из других областей знания необходимость учитывать условия, при которых получены данные опыта.

При публикации некоторых моих воспоминаний о старом времени моему сердцу ближе всего желание подчеркнуть, что именно близкое сотрудничество целого поколения физиков многих стран позволило шаг за шагом навести порядок в новой обширной области знания. В этом периоде развития физической науки, пережить который было замечательным приключением, Вернер Гейзенберг занял выдающееся место.

86

ВОСПОМИНАНИЯ ОБ ОСНОВОПОЛОЖНИКЕ НАУКИ О ЯДРЕ И ДАЛЬНЕЙШЕЕ РАЗВИТИЕ ЕГО РАБОТ *

Для меня было большой радостью принять приглашение Физического общества участвовать в цикле лекций, посвященных памяти Резерфорда. В этих лекциях, чтение которых происходило на протяжении ряда лет, несколько ближайших сотрудников Резерфорда излагали его основные научные достижения и делились воспоминаниями, воссоздающими его прекрасный человеческий облик. В дни далекой юности я имел счастье принадлежать к той группе физиков, которая работала под руководством Резерфорда. В течение многих последующих лет я был связан с Резерфордом тесной дружбой. Поэтому я охотно согласился на предложение изложить наиболее интересные из моих воспоминаний. Так как в одной лекции совершенно невозможно рассказать о необъятном и многостороннем жизненном пути Эрнеста Резерфорда и о далеко идущих следствиях его работ, я вынужден ограничиться лишь теми периодами, к которым относятся мои собственные впечатления, и теми исследованиями, о которых я имел сведения из первых рук.

I

Впервые мне посчастливилось видеть и слышать Резерфорда осенью 1911 г., когда закончив университет в Копенгагене, я работал в Кембридже у Дж. Дж. Томсона, а Резерфорд приехал из Манчестера, чтобы выступить на ежегодном Кавендишском обеде. Хотя в этот раз мне не удалось познакомиться в Резерфордом, на меня произвели глубокое впечатление его обаяние и энергия — качества, с помощью которых ему удавалось достигать почти невероятных вещей, где бы он ни работал. Обед происходил в чрезвычайно непринужденной атмосфере, что дало удобный случай коллегам Резерфорда напомнить некоторые из многочисленных анекдотов, уже тогда связанных с его именем. Среди многих

* *Reminiscences of the Founder of Nuclear Science and of some Developments Based on his Work.* Proc. of Phys. Soc., 1961, 78, 1083—1111.

примеров того, как глубоко был поглощен своими исследованиями Резерфорд, приводилось высказывание служителя Кавендишской лаборатории. Он утверждал, что из всех самых увлеченных молодых физиков, которые на протяжении ряда лет появлялись в знаменитой лаборатории, Резерфорд мог наиболее виртуозно поносить свою аппаратуру.

Из речи, произнесенной самим Резерфордом, мне особенно запомнилась теплота, с которой он поздравлял своего старого друга Вильсона. Применив весьма остроумный метод, использующий камеру, наполненную насыщенным паром, Вильсон только что получил свои первые фотографии треков α-частиц, на которых были отчетливо видны резкие изломы, хотя обычные треки α-частиц представляли собой замечательно прямые линии. Конечно, Резерфорд исчерпывающим образом понимал, что это за явление, так как всего лишь за несколько месяцев именно оно привело его к открытию, с которого началась новая эпоха, — открытию атомного ядра. Однако возможность увидеть собственными глазами столь тонкие детали поведения α-лучей оказалась удивительной даже для него и доставила ему необыкновенную радость. В этой связи наибольшее восхищение у Резерфорда, как это он подчеркивал в своей речи, вызывала настойчивость, с которой Вильсон (в то время они уже были связаны тесной дружбой в Кавендишской лаборатории) продолжал свои исследования по образованию тумана со все более и более усовершенствованными аппаратами. Впоследствии Вильсон рассказывал мне, что в нем впервые пробудился интерес к этому красивейшему явлению, когда еще юношей он наблюдал появление и исчезновение туманов, по мере того как потоки воздуха поднимались на гребни Шотландских гор и затем вновь опускались в долины.

Несколько недель спустя после Кавендишского обеда я отправился в Манчестер, чтобы навестить коллегу моего отца, скончавшегося незадолго до этого. Этот коллега был близким другом Резерфорда. Здесь, в Манчестере, я снова имел возможность видеть Резерфорда. Между тем Резерфорд уже успел побывать на открытии Сольвеевского конгресса в Брюсселе, где впервые встретился с Планком и Эйнштейном. Во время беседы, в которой Резерфорд с подлинным энтузиазмом говорил о многих новых перспективах развития физики, он любезно согласился на мою просьбу о том, чтобы присоединиться к группе, работающей в его лаборатории, после того как ранней весной 1912 г. я должен был закончить свои занятия в Кембридже; там я был сильно увлечен оригинальными идеями Дж. Дж. Томсона, касающимися электронного строения атомов.

В это время вокруг Резерфорда группировалось большое число молодых физиков из разных стран мира, привлеченных его чрезвычайной одаренностью как физика и редкими способностями как организатора научного коллектива. Хотя Резерфорд был всегда поглощен ходом своих собственных работ, у него все же хватало терпения выслушивать каждого

из этих молодых людей, если он ощущал у них наличие каких-то идей, какими бы скромными с его собственной точки зрения они ни казались. С другой стороны, будучи чрезвычайно независимым человеком, он не очень почитал авторитеты и терпеть не мог «напыщенной болтовни». В таких случаях он мог иногда говорить о достопочтенных коллегах даже совсем по-мальчишески, однако он никогда не позволял себе пускаться в споры; он любил повторять, что «никто не может лишить человека доброго имени, кроме его самого».

Естественно, что в центре интересов всей манчестерской группы было исследование многочисленных следствий открытия атомного ядра. В первые недели моего пребывания в лаборатории я последовал совету Резерфорда и прослушал вводный курс экспериментальных методов исследования радиоактивности, который был организован для студентов и вновь прибывающих сотрудников под весьма квалифицированным руководством Гейгера, Маковера и Марсдена. Однако довольно быстро я оказался полностью захваченным общими теоретическими соображениями, которые следовали из новой модели атома, в особенности теми возможностями, которые открывались этой моделью для отчетливого разделения физических и химических свойств материи на те, которые непосредственно определялись самим атомным ядром, и те, которые существенно зависели от распределения электронов, связанных с ядром, но находящихся на расстояниях, весьма больших по сравнению с ядерными размерами.

Если объяснение радиоактивного распада следовало искать в особенностях строения ядра, то было очевидно также, что обычные физические и химические характеристики элементов отражают свойства окружающих ядро электронных систем. С самого начала было ясно, что благодаря большой массе ядра и его малой протяженности в пространстве сравнительно с размерами всего атома строение электронной системы должно зависеть почти исключительно от полного электрического заряда ядра. Такие рассуждения сразу наводили на мысль о том, что вся совокупность физических и химических свойств каждого элемента может определяться одним целым числом; теперь всем известно, что это число является атомным номером, выражающим заряд ядра в виде целого кратного элементарного электрического заряда.

Развивая эти взгляды, я получил значительную поддержку в беседах с Георгом Хевеши, который выделялся среди всей манчестерской группы своими необыкновенно широкими познаниями в химии. В частности, уже в 1911 г. он владел остроумным методом трассирующего состава (меченых атомов), который со временем стал столь могущественным инструментом в химических и биологических исследованиях. Как это описал не без юмора сам Хевеши, он пришел к этому методу в результате безуспешной, но чрезвычайно сложной работы, предпринятой как ответ на «вызов» Резерфорда, который как-то сказал ему, что «если он

не хочет даром есть свой хлеб», то он должен помочь выделить ценный радий D из большого количества хлорида свинца, полученного из уранинита и подаренного Резерфорду правительством Австрии.

Мои взгляды приняли более определенную форму под влиянием разговоров с Хевеши, посвященных тем удивительным годам в Монреале и Манчестере, когда Резерфорд со своими сотрудниками после открытий Беккереля и мадам Кюри создавал учение о радиоактивности, последовательно распутывая непрерывный ряд взаимосвязанных радиоактивных распадов. И когда я узнал, что общее число уже обнаруженных стабильных и неустойчивых элементов превышает число мест в знаменитой таблице Менделеева, мне пришло в голову, что те неразличимые химические вещества, на существование которых недавно обратил внимание Содди и которые позже были названы им «изотопами», обладают одним и тем же зарядом ядра, а отличаются лишь массой и особенностями строения ядра. Отсюда непосредственно вытекало, что при радиоактивном распаде элемента, совершенно независимо от каких-либо изменений его атомного веса, происходит его смещение в таблице Менделеева на два номера влево или на один номер вправо, в соответствии с уменьшением или увеличением заряда ядра, сопровождающим испускание α- или β-лучей соответственно.

Когда я обратился к Резерфорду, чтобы узнать его мнение по поводу этих мыслей, то он, как всегда, проявил живой интерес к столь простым и заманчивым предположениям, однако с характерной для него осторожностью предостерег от чрезмерного доверия к модели атома и опасности экстраполяции относительно скудных экспериментальных данных. Тем не менее эти мысли, по-видимому, вновь возникавшие по различным поводам, оживленно дискутировались среди манчестерской группы, а экспериментальные данные в их пользу быстро нарастали, особенно в результате химических исследований Хевеши, а также Рессела.

В частности, серьезным подтверждением идеи о том, что атомный номер является определяющим для общих физических свойств элементов, явились спектроскопические работы Рессела и Росси; они исследовали смесь иония и тория и обнаружили тождественность оптического спектра обоих веществ, несмотря на различие в их радиоактивных свойствах и атомных весах. На основе анализа всех доступных в то время данных поздней осенью 1912 г. на лекции в Химическом обществе Рессел указал общее соотношение между конкретными радиоактивными процессами и возникающим при этом изменением атомного номера элемента.

В связи с этим интересно отметить, что, когда после дальнейших исследований, в особенности исследований Флека, закон радиоактивного смещения в полностью завершенной форме был сформулирован несколькими месяцами позже Содди (работавшим в Глазго) и Фаянсом (работавшим в Карлсруэ), оба эти автора не осознавали его тесной связи

с основными особенностями модели атома Резерфорда; Фаянс даже считал, что изменение химических свойств, очевидно, связанное с электронным строением атомов, является сильным аргументом против этой модели, согласно которой как α-, так и β-излучение зарождается в атомном ядре. Примерно в то же самое время представление об атомном номере элемента было независимо введено ван-ден Бруком из Амстердама, однако согласно его классификации элементов различные заряды ядра приписывались каждому стабильному или радиоактивному веществу.

Вплоть до этого времени доминирующим вопросом всех дискуссий манчестерской группы был вопрос о непосредственных следствиях открытия атомного ядра. Общая программа интерпретации имеющихся экспериментальных данных, касающихся обычных физических и химических свойств вещества, на основе резерфордовской модели атома представляла собой значительно более сложную проблему, которая лишь постепенно прояснялась в последующие годы. Таким образом, в 1912 г. мог лишь ставиться вопрос о предварительной ориентации в общей ситуации.

С самого начала было очевидно, что если принять резерфордовскую модель атома, характерная устойчивость атомных систем никакими способами не может быть согласована с классическими принципами механики и электродинамики. Действительно, согласно механике Ньютона никакая статическая система точечных зарядов не может находиться в устойчивом равновесии, а любое движение электронов вокруг ядра — согласно электродинамике Максвелла — связано с диссипацией энергии через излучение; диссипация энергии в свою очередь ведет к постоянному уменьшению размеров системы; в конце концов это приводит к тесному сближению ядра и электронов внутри области, размеры которой значительно меньше, чем размеры самого атома.

Однако такая ситуация не была слишком неожиданной. Существенная ограниченность классических теорий физики была уже в 1900 г. обнаружена Планком, когда им был открыт универсальный квант действия; это открытие, в особенности в работах Эйнштейна, нашло весьма перспективные приложения в теории теплоемкостей и фотохимических реакций. Поэтому совершенно независимо от новых экспериментальных данных, касающихся строения атома, существовало широко распространенное убеждение в том, что квантовые представления могут иметь решающее значение для всей проблемы атомного строения вещества.

Как я узнал позже, А. Гааз пытался на основе атомной модели Томсона определить пределы и периоды движения электронов с помощью соотношения Планка между энергией и частотой гармонического осциллятора. Далее, Дж. Никольсон в 1912 г. использовал квантованный момент импульса с целью найти причину появления некоторых линий звездных туманностей и солнечной короны. Кроме того, заслуживает упоминания, что, следуя высказанным значительно ранее идеям Нерн-

ста относительно квантования вращения молекул, Н. Бьеррум уже в 1912 г. предсказал полосатую структуру инфракрасных линий поглощения в двухатомных газах. Тем самым был сделан первый шаг к детальному анализу молекулярных спектров, в конечном счете завершенному на основе общего спектрального комбинационного закона, установленного квантовой теорией.

В самом начале моего пребывания в Манчестере весной 1912 г. я пришел к убеждению, что электронное строение атома Резерфорда определяется с помощью кванта действия. В пользу этого взгляда говорило не только то, что соотношения Планка представлялись примерно правильными в применении к относительно слабо связанным электронам, определяющим химические и оптические свойства элементов, но особенно и то, что действие подобных соотношений может быть обнаружено у наиболее сильно связанных электронов в атоме; это было обнаружено на примере характеристического проникающего излучения, исследованного Баркла́. Например, измерения энергии, необходимой, чтобы вызвать излучение, наблюдавшееся Баркла́ с помощью электронной бомбардировки у различных элементов (эти измерения были выполнены Уиддингтоном, когда я находился в Кембридже), обнаружили очень простые закономерности; эти закономерности следовало ожидать, если произвести оценку энергии наиболее сильно связанных электронов, вращающихся по планковским орбитам вокруг ядра, заряд которого определяется его атомным номером. Из недавно опубликованной Резерфордовской лекции Лоуренса Брэгга я с большим интересом узнал, что Уильям Брэгг, работавший тогда в Лидсе, в своих первых исследованиях рентгеновских лучей, основанных на открытии Лауэ 1912 г., полностью отдавал себе отчет в значении результатов Уиддингтона для установления связи между излучением Баркла́ и расположением элементов в таблице Менделеева; эта проблема в результате работ Мозли в Манчестере вскоре получила исчерпывающую ясность.

В течение последнего месяца моего пребывания в Манчестере я был занят главным образом теоретическими исследованиями тормозящей силы (stopping power) вещества для α- и β-излучения. Эта проблема впервые рассматривалась Дж. Дж. Томсоном с точки зрения его собственной атомной модели, а затем к ней снова вернулся Дарвин, уже на основе модели Резерфорда. В связи с упоминавшимися выше представлениями, рассматривающими частоты, соответствующие связанным в атоме электронам, мне пришло в голову, что передача энергии от частиц к электронам может быть весьма просто рассмотрена по аналогии с дисперсией и поглощением излучения. На этом пути оказалось возможным интерпретировать результаты измерения тормозящей силы как дополнительное доказательство того, что водороду и гелию следует приписать атомные номера 1 и 2, в полном соответствии с общими химическими данными и в особенности

с опытами Резерфорда и Ройда, доказывающими образование газообразного гелия из α-частиц; α-частицы выходили через тонкостенную трубку, содержащую эманацию, и собирались в другой трубке. Также и в более сложных случаях для тяжелых веществ было обнаружено приблизительное согласие с ожидаемыми атомными номерами и полученными значениями для энергии связи электронов; однако теоретические методы были слишком примитивны, чтобы получить более точные результаты. Как это хорошо известно, соответствующее рассмотрение проблемы методами современной квантовой механики было впервые проведено Бете в 1930 г.

Хотя Резерфорд именно в это время был сильно занят подготовкой своей большой книги «Радиоактивные вещества и их излучение» («Radioactive Substances and Their Radiation»), он тем не менее с постоянным интересом следил за моей работой; это дало мне возможность узнать, как много заботы и внимания проявлял он к публикациям своих учеников. После моего возвращения в Данию летом 1912 г. я женился, и во время свадебного путешествия в августе в Англию и Шотландию мы с женой, проезжая через Манчестер, посетили Резерфорда; я передал ему законченную рукопись своей работы о тормозящей силе. Как Резерфорд, так и его жена приняли нас с большой теплотой; эта встреча положила начало тесной дружбе, которая в течение многих лет связывала наши семьи.

II

Обосновавшись в Копенгагене, я продолжал поддерживать постоянный контакт с Резерфордом; я регулярно сообщал ему о продолжении своих работ по исследованию общих проблем атома, начатых мною еще в Манчестере. Очень характерными для ответов Резерфорда, которые всегда были весьма ободряющими, были непосредственность и увлечение, с которыми он рассказывал о работах своей лаборатории. Фактически это было начало длительной переписки, которая продолжалась свыше двадцати пяти лет; эта переписка каждый раз, когда я обращался к ней, вновь воскрешала в моей памяти энтузиазм Резерфорда к дальнейшему развитию области, которая была открыта его работами, и его сочувственный интерес, который возникал у него ко всякому, кто пытался внести свой вклад в эти исследования.

Мои письма к Резерфорду, написанные осенью 1912 г., посвящены продолжавшимся усилиям выяснить роль кванта действия в электронном строении атома Резерфорда, включая сюда проблему молекулярной связи, а также вопросы излучения и магнитные эффекты. Однако вопросы устойчивости, неизбежно возникающие при таких рассмотрениях, резко увеличивали трудности и вынуждали искать более надежную основу для решения проблемы. После многочисленных попыток использовать квантовые идеи в более строгой форме ранней весной

1913 г. мне пришло в голову, что ключом к решению проблемы атомной устойчивости, непосредственно приложимым к атому Резерфорда, являются изумительно простые законы, определяющие оптический спектр элементов.

На основе чрезвычайно точных измерений длин волн спектральных линий Роулэндом и другими и после работ Бальмера и Шустера (предшественника Резерфорда в Манчестерском отделении) общие спектральные законы чрезвычайно остроумным способом были систематизированы Ридбергом. Основным результатом тщательного анализа видимой серии линейчатых спектров и их взаимоотношений было установление того факта, что частота ν каждой линии спектра данного элемента может быть представлена с необыкновенной точностью формулой $\nu = T' - T''$, где T' и T'' — какие-то два члена из множества спектральных термов T, характеризующих элемент.

Этот фундаментальный комбинационный закон со всей очевидностью отрицал обычную механическую интерпретацию движения; интересно напомнить в этой связи, как лорд Рэлей весьма усиленно подчеркивал, что любая общая связь между частотами нормальных колебаний механической модели должна быть квадратичной и во всяком случае не линейной относительно этих частот. Что касается резерфордовского атома, то для него мы не могли даже ожидать линейчатый спектр, поскольку согласно классической электродинамике частота излучения, возникающего при движении электрона, должна была бы по мере потери энергии непрерывно меняться. Поэтому было совершенно естественно попытаться в качестве основы для объяснения спектра взять непосредственно комбинационный закон.

Действительно, если принять идею Эйнштейна о существовании световых квантов или фотонов, с энергией $h\nu$, где h — постоянная Планка, следовало предположить, что испускание и поглощение излучения атомом представляет собой индивидуальный процесс, сопровождаемый изменением энергии $h(T' - T'')$; hT следовало интерпретировать как энергию связи электронов в некотором устойчивом, или, как говорят, стационарном состоянии атома. В частности, такое предположение давало непосредственное объяснение на первый взгляд весьма прихотливому появлению линий излучения и поглощения в спектральных сериях. Итак, в процессах излучения мы наблюдаем переход атома с высокого уровня энергии на низкий, тогда как в процессах поглощения мы имеем дело с переходом атома из основного состояния с наинизшей энергией в одно из возбужденных состояний.

В простейшем случае атома водорода значение терма с большой точностью дается формулой $T_n = R/n^2$, где n — целое число, а R — постоянная Ридберга. Таким образом, указанная интерпретация ведет к последовательности уменьшающихся значений энергии связи электро-

нов в атоме водорода, указывая на скачкообразный процесс, с помощью которого электрон, находящийся вначале на достаточном удалении от ядра, приходит путем ряда переходов, связанных с излучением, к стационарным состояниям со все возрастающей энергией связи, характеризуемой все меньшими и меньшими значениями n; в конце концов он оказывается в основном состоянии, характеризуемом значением $n = 1$. Более того, сравнение энергии связи в этом состоянии с энергиями связи электронов, движущихся по кеплеровским орбитам вокруг ядра, позволяет получить размеры орбит того же порядка величины, что и атомные размеры, определяемые с помощью кинетической теории газов.

На основе резерфордовской модели атома эта точка зрения непосредственно позволяла дать также объяснение появлению константы Ридберга в более сложных спектрах других элементов. Так, можно было сделать вывод, что мы встречаемся здесь с процессами перехода, включающими такие возбужденные состояния атома, в которых один из электронов удаляется из области, занятой другими электронами, связанными с ядром, и поэтому оказывается под действием поля сил, сходного с полем единичного заряда.

Выяснить более тесные связи между атомной моделью Резерфорда и спектральными данными, очевидно, было делом далеко не простым. Действительно, с одной стороны, само определение заряда и массы электрона и ядра полностью опиралось на анализ физических явлений на основе представлений, соответствующих принципам классической механики и электромагнетизма. С другой же стороны, так называемые квантовые постулаты, утверждающие, что всякое изменение присущей атому энергии состоит в полном переходе между двумя стационарными состояниями, исключали возможность расчета процессов излучения на основе классических принципов, точно так же как и любых других реакций, затрагивающих устойчивость атома.

Как хорошо сейчас известно, решение этой проблемы потребовало развития определенного математического формализма, тщательная интерпретация которого означала решительный пересмотр всех основ, чтобы недвусмысленно использовать элементарные физические представления; этот же формализм означал наличие соотношений дополнительности между явлениями, наблюдаемыми в различных экспериментальных условиях. Однако уже в то время можно было достичь некоторых успехов, используя наглядные представления классической физики для классификации стационарных состояний, опирающиеся на исходные предположения Планка об энергетических состояниях гармонического осциллятора. В частности, можно было исходить из близкой аналогии между осциллятором с заданной частотой и кеплеровским движением электронов вокруг ядра с частотой обращения, определяемой энергией связи.

Действительно, в точности так же, как в случае гармонического осциллятора, простой расчет показывает, что для каждого стационарного состояния атома водорода действие, проинтегрированное по орбитальному периоду электрона, может быть приравнено величине nh; это условие в случае круговых орбит эквивалентно квантованию момента импульса в единицах $h/2\pi$. Установленное равенство означает, что постоянная Ридберга определенным образом выражается через заряд e и массу m электрона и постоянную Планка; точнее, имеет место формула

$$R=\frac{2\pi^2me^4}{h^3},$$

которая в пределах точности, достигнутой при измерении e, m и h, хорошо согласуется с эмпирическим значением R.

Хотя такое согласие указывало на область применимости механических моделей при построении стационарных состояний, однако все трудности, возникающие при любой комбинации квантовых идей и принципов обычной механики, остались неразрешенными; поэтому было крайне желательно доказать, что общий подход к проблеме спектров удовлетворяет очевидному требованию содержать в себе классическое физическое описание в том предельном случае, когда рассматриваемое действие столь велико, что можно пренебречь величиной отдельного кванта. Такого рода подход фактически представлял собой первые наметки так называемого принципа соответствия, ставящего своей целью представить существенно статистические закономерности квантовой физики как разумное обобщение классического физического описания.

Так, в обычной электродинамике состав излучения, испущенного электронной системой, может быть определен частотой и амплитудой гармонических осцилляторов, на которые может быть разбито движение системы. Конечно, никакой такой простой связи между кеплеровским движением электрона вокруг тяжелого ядра и излучением, испущенным в результате переходов между стационарными состояниями системы, не существует. Однако в предельном случае переходов между состояниями, для которых значения квантовых чисел n значительно больше, чем их разность, можно показать, что частоты компонент излучения, возникающие в результате хаотических индивидуальных процессов перехода, асимптотически совпадают с частотами гармонических компонент электронного движения. Более того, тот факт, что на кеплеровских орбитах в противоположность простым гармоническим колебаниям проявляется не только частота обращения, но также и высшие гармоники, дает возможность проследить классическую аналогию неограниченной комбинации термов в спектре водорода.

Однако отчетливое установление связи между атомной моделью Резерфорда и спектральными данными было в течение некоторого времени

затруднено довольно странным обстоятельством. За двадцать лет до того времени, о котором идет речь, Пикеринг наблюдал в спектрах отдаленных звезд серии линий, длины волн которых обнаруживали близкое численное совпадение с обычным спектром водорода. Поэтому эти линии обычно приписывали водороду. Ридберг даже надеялся тем самым ликвидировать очевидный контраст между простотой спектра водорода и сложностью спектра других элементов, в том числе и спектров щелочных металлов, структура которых ближе всего подходила к структуре спектра водорода. Эта точка зрения разделялась также выдающимся спектроскопистом А. Фаулером, который в это же самое время проводил в лаборатории эксперименты по разряду через газообразную смесь водорода и гелия и наблюдал линии Пикеринга и связанные с ними новые спектральные серии.

Однако линии Пикеринга и Фаулера могли быть включены в формулу Ридберга для спектра водорода только в том случае, если число n в выражении для спектральных термов могло принимать не только целые, но и полуцелые значения; но такое предположение, очевидно, нарушало асимптотический подход к классической связи между энергией и спектральными частотами. С другой стороны, такое соответствие годилось бы для спектра системы, состоящей из электрона, привязанного к ядру с зарядом Ze, стационарные состояния которого определяются тем же самым значением интеграла действия nh. Действительно, спектральные термы такой системы даются выражением Z^2R/n^2, которое для $Z=2$ ведет к тому же самому результату, к которому приводит введение полуцелых значений n в формуле Ридберга. Следовательно, было естественно приписать линии Пикеринга и Фаулера гелию, ионизованному за счет высокого теплового возбуждения в звездах и за счет сильных разрядов, применяемых Фаулером. Если бы этот вывод подтвердился, можно было бы сделать первый шаг к установлению количественных связей между свойствами различных элементов на основе модели Резерфорда.

III

Когда в марте 1913 г. я написал Резерфорду письмо, содержавшее набросок моей первой работы по квантовой теории строения атома, я подчеркнул в нем важность решения вопроса о происхождении линий Пикеринга и воспользовался случаем, чтобы узнать, нельзя ли в его лаборатории провести эксперименты в этом направлении; со времен Шустера там была необходимая спектроскопическая аппаратура. Я мгновенно получил ответ, характерный как по острой проницательности Резерфорда в научных вопросах, так и по благожелательному отношению; я хочу привести это письмо целиком.

«20 марта 1913 г.

Дорогой д-р Бор!

Я получил в полной сохранности Вашу работу и прочел ее с большим интересом, но мне хотелось бы еще раз тщательно просмотреть ее, когда у меня будет больше времени. Ваши мысли относительно причин возникновения спектра водорода очень остроумны и представляются хорошо продуманными, однако сочетание идей Планка со старой механикой создает значительные трудности для понимания того, что же все-таки является основой такого рассмотрения. Я обнаружил серьезное затруднение в связи с Вашей гипотезой, в котором Вы, без сомнения, полностью отдаете себе отчет; оно состоит в следующем: как может знать электрон, с какой частотой он должен колебаться, когда он переходит из одного стационарного состояния в другое? Мне кажется, что Вы вынуждены предположить, что электрон знает заблаговременно, где он собирается остановиться.

Есть еще одно критическое замечание второстепенного характера, касающееся построения статьи. Мне кажется, что Ваше стремление к ясности вызывает тенденцию к излишнему увеличению объема Ваших статей; я заметил также тенденцию к повторению некоторых утверждений в различных частях статьи. Я думаю, что Вашу статью действительно следует сократить, и я думаю, что это можно сделать без малейшего ущерба для ее ясности. Не знаю, принимаете ли Вы во внимание то обстоятельство, что большие статьи отпугивают читателей, которые чувствуют, что им не удастся вникнуть в их смысл из-за недостатка времени.

Я просмотрю со всей тщательностью Вашу статью и дам Вам знать свое мнение относительно деталей. Мне будет очень приятно направить ее в «Phil. Mag.», но я был бы еще более удовлетворен, если бы ее объем был значительно сокращен. Во всяком случае, я сделаю все исправления в английском языке, которые окажутся необходимыми.

Я буду очень рад познакомиться с Вашими последними работами, но послушайтесь моего совета и постарайтесь писать их как можно короче, не нарушая ясности изложения. Мне было приятно узнать, что Вы собираетесь в Англию; мы будем рады видеть Вас у себя в Манчестере.

Кстати, я очень заинтересовался Вашими предположениями относительно спектров Фаулера. Я рассказал здесь об этом Эвансу, который ответил мне, что этот вопрос его тоже очень занимает; я считаю вполне возможным, что он попытается поставить несколько опытов в этом направлении, когда он возвратится к следующему семестру. В целом дела идут хорошо, но я на некоторое время задержался, обнаружив что масса α-частицы оказалась несколько большей, чем ей следовало быть. Если это верно, то это настолько важно, что я не могу опубликовать результат до тех пор, пока не буду убежден в своей правоте в каждом пункте. Эксперименты забирают большое количество времени и должны проводиться с особой точностью.

Искренне Ваш *Э. Резерфорд*.

P. S. Я надеюсь, что Вы не будете возражать, если я по своему усмотрению изыму из Вашей статьи те места, которые мне покажутся не необходимыми! Напишите, пожалуйста, Ваши соображения».

Первое замечание Резерфорда было, конечно, очень дальновидным; оно касалось именно того вопроса, который стал центральным пунктом длительной дискуссии, которая развернулась позже. Моя собственная точка зрения, как я изложил ее в лекции на заседании Датского физического общества в октябре 1913 г., состояла в следующем: радикальный отход от привычных требований к физическому объяснению, содержащийся в квантовых постулатах, уже сам по себе при надлежащем подходе оставляет достаточный простор для возможности объединения выдвинутых предположений в логически согласованную схему. В связи с замечанием Резерфорда особенно интересно напомнить, что Эйнштейн в своей знаменитой работе 1917 г., где выводится формула Планка для теплового излучения, исходил из тех же самых соображений относительно возникновения спектра и указывал на аналогию между статистическими законами, управляющими процессом спонтанного излучения, и основным законом радиоактивного распада, сформулированным Резерфордом и Содди еще в 1903 г. Действительно, этот закон, позволивший им сразу же распутать разнообразные явления естественной радиоактивности, известные к тому времени, одновременно оказался ключом к пониманию обнаруженного позже своеобразного ветвления процессов спонтанного распада.

Второе замечание, столь сильно подчеркнутое в письме Резерфорда, поставило меня в крайне затруднительное положение. Дело заключалось в том, что за несколько дней до получения его ответа я выслал Резерфорду существенно расширенный вариант своей первоначальной рукописи; дополнения касались в особенности взаимоотношений между спектрами поглощения и испускания и асимптотического соответствия с классическими теориями физики. Я сразу понял, что единственный способ поправить дело состоит в том, чтобы немедленно отправиться в Манчестер и переговорить обо всем с Резерфордом. Хотя Резерфорд был, как всегда, очень занят, он проявил почти что ангельское терпение и после длинных разговоров, продолжавшихся в течение нескольких вечеров (между прочим, он сказал тогда, что никогда не думал, что я окажусь столь упрямым), согласился оставить все старые и новые вопросы в окончательном варианте статьи. Разумеется, и стиль и язык статьи были существенно исправлены благодаря помощи и советам Резерфорда; у меня было много случаев вспоминать о том, как он был прав, когда возражал против усложнения изложения и в особенности против многочисленных повторений, возникающих из-за ссылок на предшествующие работы. Эта лекция, посвященная памяти Резерфорда,

позволяет мне дать значительно более компактный очерк постепенного развития наших идей в те годы.

В течение последующих месяцев дискуссия относительно происхождения спектральных линий, приписываемых ионам гелия, приняла совсем драматический оборот. Прежде всего, Эванс сумел воспроизвести линии Фаулера, наблюдая разряд через гелий чрезвычайно высокой чистоты, не обнаружив при этом ни малейших признаков обычных водородных линий. Однако Фаулера окончательно это не убедило: он подчеркивал обманчивый характер появления спектральных линий в смесях газов. Кроме того, он отметил, что его весьма точные измерения длин волн линий Пикеринга не совпадают в точности с длинами волн, получаемыми из моей формулы при $Z=2$. Причина последнего расхождения была, однако, довольно легко найдена: было очевидно, что масса m в выражении для постоянной Ридберга это вовсе не масса свободного электрона, а так называемая приведенная масса $mM(m+M)^{-1}$, где M — масса ядра. И действительно, с учетом этой поправки предсказанная связь между спектром водорода и спектром ионизованного гелия оказывалась в полном соответствии с результатами всех измерений. Этот результат был сразу одобрен Фаулером, который обратил внимание на то, что в спектрах других элементов также наблюдались серии, для которых обычную постоянную Ридберга следовало умножить на число, близкое к четырем. Появление таких спектральных серий, которые принято вообще относить к искровым спектрам, связано с возбуждением ионов; в противоположность этому так называемые дуговые спектры обязаны своим возникновением возбужденным нейтральным атомам.

Продолжавшиеся в последующие годы спектроскопические исследования позволили определить многочисленные спектры атомов, у которых был удален не только один, а даже несколько электронов. В частности, широко известные исследования Боуэна показали, что источники спектров туманностей, обнаруженных Никольсоном, следует искать не в новых гипотетических элементах, а в атомах кислорода и азота, находящихся в высокоионизированном состоянии. В конце концов, некоторые перспективы открылись при анализе процесса, при котором электроны последовательно связываются с ядром; этот анализ проводился для определения связи каждого электрона в основном состоянии Резерфордовского атома. В 1913 г., естественно, экспериментальные данные были еще слишком скудны, а теоретические методы классификации стационарных состояний были еще недостаточно развиты, чтобы решить до конца столь сложную задачу.

IV

Тем временем постепенно продвигалась моя деятельность, касающаяся электронного строения атома, и вскоре я снова обратился к Резер-

форду за помощью и советом. Так, в июне 1913 г. я оказался в Манчестере со второй статьей, в которой помимо продолжения дискуссии о законе радиоактивного смещения и происхождении излучения Баркла́ содержалось исследование основных состояний атомов, содержащих по нескольку электронов. Что касается последней проблемы, то я пытался расположить электронные орбиты по замкнутым кольцам, подобно тому как впервые это сделал несколько раньше Дж. Дж. Томсон, когда он строил оболочки, пытаясь объяснить характерные периодические свойства менделеевской таблицы элементов на основе своей модели атома.

В резерфордовской лаборатории в этот раз я повстречался с Хевеши и Панетом, которые рассказали мне об успехе первых систематических исследованиях растворимости сульфида свинца и сульфида хрома методом трассирующего состава (меченых атомов); эти исследования они совместно провели в Вене в начале 1913 г. Повторяющиеся посещения Манчестера всегда были вдохновляющими для меня во всех отношениях и давали благоприятную возможность быть на уровне всей деятельности лаборатории. В это самое время Резерфорд совместно с Робинзоном усиленно занимался анализом спектров β-излучения, а вместе с Андраде исследовал спектр γ-лучей. Кроме того, Дарвин и Мозли чрезвычайно интенсивно проводили очень тонкие теоретические и экспериментальные исследования по дифракции рентгеновских лучей в кристаллах.

Вскоре я вновь получил возможность увидеть Резерфорда на заседании Британской Ассоциации содействия прогрессу в науке, которое состоялось в сентябре 1913 г. в Бирмингаме. На этом заседании, па котором присутствовала мадам Кюри, имела место, в частности, общая дискуссия по вопросам излучения с участием таких известных авторитетов, как Рэлей, Лармор, Лоренц; следует в особенности отметить Джинса, который сделал вводное сообщение, посвященное приложению квантовой теории к проблеме строения атома. Его ясное изложение фактически было первым проявлением серьезного интереса со стороны физической общественности к рассмотрению тех проблем, которые за пределами манчестерской группы были встречены в общем весьма скептически.

Один инцидент сильно позабавил Резерфорда и всех нас. Сэр Джозеф Лармор торжественно предложил лорду Рэлею высказаться по поводу последних идей. Немедленный ответ заслуженного ветерана, который в свои молодые годы так много сделал для разъяснения проблем излучения, прозвучал так: «Когда я был молод, я неукоснительно исповедывал некоторые принципы, согласно одному из которых человек, переваливший за шестьдесят, не должен высказываться по поводу новых идей. Хотя я должен признаться в том, что я теперь придерживаюсь его не столь строго, однако все же в достаточной степени для того, чтобы не принимать участия в этой дискуссии!»

Во время моего посещения Манчестера в июне я обменивался мнениями с Дарвином и Мозли по вопросу о том, что правильное последовательное расположение элементов должно происходить согласно их атомному номеру, и впервые услышал тогда от Мозли, что он намерен выяснить этот вопрос систематическими измерениями высокочастотных спектров элементов методом Лауэ—Брэгга. Поразительная энергия Мозли и его редкий дар ставить эксперименты с ясно поставленной целью обусловили удивительно быстрое продвижение его работ; уже в ноябре 1913 г. я получил от него очень интересное письмо с описанием важнейших результатов и несколькими вопросами, касающимися их интерпретации на основе соображений, которые оправдались в применении к оптическим спектрам.

В истории современной физики и химии лишь немногие события с самого начала вызывали всеобщий интерес, как это случилось с Мозли, когда он открыл простой закон, позволяющий однозначно приписать атомный номер любому элементу на основании его высокочастотного спектра. Этот закон сразу же дал не только убедительное свидетельство в пользу атомной модели Резерфорда, но вместе с тем обнаружил потрясающую интуицию Менделеева, который в определенных местах своей таблицы отошел от правильной последовательности возрастания атомных весов. В частности, сразу было очевидно, что закон Мозли является безошибочным ориентиром при поисках еще не открытых элементов, соответствующих вакантным местам в последовательности атомных номеров.

Что касается проблемы электронной конфигурации атома, то и для нее работа Мозли послужила началом существенного прогресса. Конечно, преобладание во внутренних частях атома притяжения, обусловленного ядром и действующим на отдельные электроны, над их взаимным отталкиванием дает основу для понимания бросающегося в глаза сходства между спектром Мозли и ожидаемым спектром системы, состоящей из отдельного электрона, связанного с «голым» ядром. Более подробное сравнение дает новую информацию, касающуюся оболочечной структуры электронного строения атомов.

Существенный вклад в эту проблему был сделан вскоре после этого Косселем, который, рассматривая механизм возникновения излучения Баркла́ K-, L- и M-типов, указал на процесс удаления электрона из какого-либо кольца или оболочки, последовательно окружающих ядро. В частности, он приписал K_α- и K_β-компоненты спектра Мозли отдельным процессам перехода, в которых электрон, недостающий в K-оболочке, замещается одним из электронов, ранее находившихся в L- и M-оболочках соответственно. На этом пути Коссель смог проследить дальнейшие связи между различными спектральными частотами, измеренными Мозли; эти связи позволили ему представить полный высокочастотный

спектр элемента в виде комбинационной схемы, в которой произведение любого из термов на постоянную Планка может быть приравнено энергии, необходимой для удаления электрона из какой-либо оболочки атома на такое расстояние от ядра, когда он находится уже за пределами любой из оболочек.

Кроме того, идеи Косселя позволяли объяснить тот факт, что поглощение проникающего излучения по мере возрастания длины волны практически начинается на краю поглощения, соответствующего полному удалению электрона из какой-либо оболочки за один прием. Отсутствие промежуточных возбужденных состояний было отнесено за счет того, что в основном состоянии атома все оболочки полностью заполнены. Как это хорошо известно, указанная точка зрения в конце концов нашла свое окончательное выражение в 1924 г., когда Паули сформулировал общий принцип исключения для электронов в связанных состояниях; формулировка Паули была навеяна выводами Стонера, касающимися тонких деталей структуры оболочек в атоме Резерфорда, полученными из анализа закономерностей оптического спектра.

V

Осенью 1913 г. новый переполох среди физиков был вызван открытием Штарка, обнаружившего неожиданно сильное действие электрического поля на структуру линий водородного спектра. Всегда очень внимательный ко всем достижениям физики, Резерфорд, получив от Прусской академии статью Штарка, немедленно написал мне: «Я думаю, что в настоящее время скорее всего Вам следует написать что-нибудь по поводу эффекта Зеемана и действия электрического поля, если эти эффекты возможно согласовать с Вашей теорией». Откликнувшись на призыв Резерфорда, я попытался разобраться в сути вопроса и мне вскоре стало ясно, что, рассматривая действие электрического и магнитного полей, мы по существу имеем дело с двумя совершенно различными проблемами.

Сущность объяснения знаменитого открытия Зеемана (сделанного в 1896 г.) Лоренцем и Лармором заключалась в том, что оно непосредственно относилось к движению электронов как источнику линейчатого спектра; это объяснение в широких пределах не зависело от конкретных предположений относительно механизма связи электронов в атоме. Даже в том случае, если возникновение спектра приписывать отдельным переходам между стационарными состояниями, принцип соответствия с учетом общей теоремы Лармора приводит к тому, что нормальный эффект Зеемана следует ожидать для всех спектральных линий, испускаемых электронами, связанными полем с центральной симметрией, как это имеет место в атоме Резерфорда. Скорее открытие так называемого аномального

зееман-эффекта принесло с собой новые загадки, которые оказалось возможным разрешить только более чем 10 лет спустя, когда сложная структура линий в спектральных сериях была объяснена наличием электронного спина. Самый увлекательный исторический очерк этого периода, за который важнейшие вклады были внесены с самых различных направлений, содержится в хорошо известной книге, посвященной памяти Паули и недавно вышедшей из печати [1].

В случае же электрического поля, наоборот, не следовало ожидать для излучения, испускаемого гармоническим осциллятором, никаких эффектов, пропорциональных величине поля, поэтому открытие Штарка совершенно определенно исключало обычное представление об упругих колебаниях электрона как источнике линейчатых спектров. Однако для кеплеровского движения электрона вокруг ядра даже сравнительно слабое внешнее электрическое поле через секулярное возмущение может вызывать значительное изменение в форме и ориентации орбит. Изучая частные случаи, в которых орбита остается чисто периодической и во внешнем поле, оказывается возможным (используя аргументы того же самого типа, как и для стационарных состояний невозмущенного водородного атома) определить порядок величины эффекта Штарка и в особенности объяснить его быстрый рост от линии к линии в спектральных сериях водорода. Вместе с тем эти рассуждения со всей ясностью обнаружили, что для объяснения тонких деталей явления методы классификации стационарных состояний атомных систем развиты явно недостаточно.

Именно в этом отношении в последующие годы было достигнуто значительное продвижение вперед введением квантовых чисел, определяющих компоненты момента импульса и других интегралов действия. Методы такого типа были впервые предложены В. Вильсоном в 1915 г., применившим их к электронным орбитам в атоме водорода. Однако, вследствие того что согласно механике Ньютона каждая орбита в этом случае чисто периодическая с частотой обращения, зависящей только от полной энергии системы, никаких новых физических явлений выявлено не было. Тем не менее зависимость массы электрона от скорости, предсказанная новой механикой Эйнштейна, снимала вырождение движения и вызывала появление второго периода в его фурье-компонентах за счет непрерывного медленного движения афелия кеплеровской орбиты. Как это было показано в известной работе Зоммерфельда 1916 г., раздельное квантование момента импульса и действия в радиальном направлении позволило дать детальное объяснение наблюдаемой тонкой структуры линий в спектре атома водорода и иона гелия.

Кроме того, Зоммерфельдом и Эйнштейном было рассмотрено влияние

[1] «Теоретическая физика 20 века. Сборник статей, посвященных памяти В. Паули». М., ИЛ, 1962. — *Прим. ред.*

магнитного и электрического полей на спектр водорода; искусным применением методов квантования систем со многими периодами они смогли, в полном соответствии с экспериментом, получить спектральные термы, комбинация которых определяла расщепление линий водорода. Совместимость предложенных методов с принципом адиабатической инвариантности стационарных состояний, сформулированным в 1914 г. Эренфестом для удовлетворения требований термодинамики, была обеспечена тем, что интегралы действия, к которым относятся квантовые числа, согласно классической механике не меняются при медленном (сравнительно с характеристическими периодами системы) изменении внешнего поля.

Дальнейшее подтверждение плодотворности такого подхода было получено приложением принципа соответствия к излучению систем, обладающих многими периодами; в результате удалось получить качественные выводы, касающиеся относительных вероятностей различных процессов перехода. Этот подход в неменьшей степени подтверждался объяснением на первый взгляд крайне прихотливых изменений в интенсивности штарковских компонент водородных линий (Крамерс). Оказалось даже возможным с помощью принципа соответствия объяснить отсутствие определенных типов переходов в других атомах сверх тех, которые (как это было выяснено Рубиновичем) могут быть исключены с помощью законов сохранения энергии и момента импульса, примененных к реакции между атомом и излучением.

Благодаря быстро нараставшим экспериментальным данным относительно структуры сложных оптических спектров а также настойчивым поискам тонких особенностей высокочастотных спектров Зигбаном с сотрудниками, классификация связанных состояний в атомах, содержащих несколько электронов, постепенно уточнялась. В частности, изучение способа, которым могут быть построены основные состояния атомов путем последовательного добавления электронов, приводило к постепенному выяснению оболочечной структуры электронной конфигурации атома. Таким образом, несмотря на то, что такие существенные для объяснения элементы, как электронный спин, были еще не известны, фактически оказалось возможным уже десять лет спустя после открытия Резерфордом атомного ядра дать общее истолкование многим наиболее характерным периодическим свойствам таблицы Менделеева.

Однако весь подход к проблеме в целом носил еще в высшей степени полуэмпирический характер, и вскоре стало совершенно ясно, что для исчерпывающего описания физических и химических свойств элементов необходим новый радикальный отход от классической механики, чтобы соединить квантовые постулаты в логически непротиворечивую схему. К этому хорошо известному пути развития квантовой механики мы еще вернемся, а пока я продолжу свои воспоминания о Резерфорде.

VI

В начале первой мировой войны манчестерская группа почти полностью распалась, но мне посчастливилось оставаться в тесном контакте с Резерфордом, который весной 1914 г. пригласил меня заменить Дарвина в Шустеровской школе математической физики. По прибытии в Манчестер ранней осенью этого года после бурного плавания вокруг Шотландии, я и моя жена были очень тепло встречены теми немногими из наших старых друзей, которые остались в лаборатории после отъезда наших коллег из-за границы и ухода на военную службу большинства англичан. Резерфорд с женой были в это время еще в Америке, где они оказались на обратном пути после посещения родных в Новой Зеландии; стоит ли говорить о том, что их благополучное возвращение в Манчестер несколькими неделями позже было встречено всеми нами с облегчением и большой радостью.

Сам Резерфорд вскоре занялся военными вопросами, в особенности задачей обнаружения подводных лодок с помощью звука, так что обучение студентов почти полностью перешло к Эвансу, Маковеру и мне. Несмотря на загруженность, Резерфорд не только находил время продолжать свои собственные исследования, которые еще до окончания войны уже привели к столь грандиозным результатам, но и с присущей ему благожелательностью не переставал следить за работами своих сотрудников. Если говорить о проблеме строения атома, то она получила новый толчок в 1914 г., когда были опубликованы знаменитые опыты Франка и Герца по возбуждению атомов электронными соударениями.

С одной стороны, эти эксперименты, выполненные с парами ртути, представляли собой наиболее яркое доказательство скачкообразности энергетических переходов в атомных процессах; с другой стороны, значение энергии ионизации атомов ртути, очевидно определяемое этими экспериментами, оказалось вдвое меньше, чем это следовало ожидать на основании интерпретации спектра ртути. Поэтому возникало подозрение, что наблюдаемая ионизация не имеет прямого отношения к электронным соударениям, а обязана побочному фотоэффекту на электродах, вызываемому излучением атомов ртути при переходе из первого возбужденного состояния в основное. По инициативе Резерфорда Маковер и я решили поставить эксперименты, чтобы выяснить этот вопрос; было задумано сложное устройство из кварцевого стекла с многочисленными электродами и сетками; эту конструкцию мы осуществляли с помощью опытного немецкого стеклодува, который в свое время изготовлял тонкие трубки с α-препаратами для исследований Резерфорда по образованию гелия.

Придерживаясь широких гуманистических взглядов, Резерфорд пытался получить разрешение для этого стеклодува продолжать работу в Англии и в военное время, но слабости этого человека, довольно обычные для представителей этой профессии, проявившиеся в конце концов в резких ультрапатриотических высказываниях, привели к тому, что он был интернирован английскими властями. Таким образом, когда наш чрезвычайно сложный аппарат вышел из строя из-за того, что загорелась его подставка, нам уже никто не мог помочь реставрировать его; к тому же вскоре после этого Маковер ушел добровольцем в армию, и эти эксперименты были оставлены. Едва ли следует добавлять, что эта проблема была совершенно независимо от нас разрешена (причем были получены те самые результаты, которые ожидались) блестящими работами Дэвиса и Готье, выполненными в 1918 г. в Нью-Йорке. Я вспомнил о наших безуспешных попытках лишь для того, чтобы обрисовать трудности, которые возникали в то время во время работы в Манчестерской лаборатории; эти трудности были весьма сходны с теми, которые должны были преодолевать тогда в домашнем хозяйстве женщины.

По-прежнему непоколебимый оптимизм Резерфорда чрезвычайно ободряюще действовал на всех тех, кто его окружал, и мне вспоминается, как во время серьезных военных неудач он повторял старое изречение, приписываемое Наполеону, о том, что с англичанами невозможно воевать, потому что они настолько глупы, что не понимают, когда нужно сдаваться (they were too stupid to understand, when they had lost). Для меня было приятным и поучительным раз в месяц присутствовать на беседах в группе близких друзей Резерфорда; в нее входили философ Александер, историк Тоут, антрополог Элиот Смит и химик Хаим Вейцман, которого высоко ценил Резерфорд и который тридцать лет спустя стал первым президентом государства Израиль.

Страшным потрясением для всех нас было трагическое известие о безвременной гибели Мозли в 1915 г. во время Галлипольской операции; его смерть вызвала скорбь у физиков всех стран мира; что касается Резерфорда, который в свое время пытался перевести Мозли с фронта в менее опасное место, то он принял ее очень близко к сердцу.

Летом 1916 г. вместе с женой я покинул Манчестер и вернулся в Данию, где я был приглашен на только что открывшееся место профессора теоретической физики в Копенгагенском университете. Несмотря на все возрастающие трудности с почтовой связью, я поддерживал непрерывную переписку с Резерфордом. Со своей стороны, я писал о продвижении моей работы по обобщению квантовой теории атомного строения, которая в это время получила стимулы для дальнейшего развития благодаря успехам в классификации стационарных состояний, о которых речь шла выше. В связи с этим Резерфорд интересовался тем, какие новости я почерпнул на континенте, в частности из моих первых встреч с Зом-

мерфельдом и Эренфестом. В своих письмах Резерфорд давал также живое описание, как, несмотря на возрастающие трудности и тяготы различных обязанностей, он боролся за продолжение своих исследований в различных направлениях. Так, осенью 1919 г. Резерфорд писал о том, что его крайне заинтересовали некоторые удивительные результаты по поглощению жестких γ-лучей, создаваемых высоковольтными трубками, которые как раз в это время стали ему доступны.

В последующие годы Резерфорда все более и более занимала возможность ядерного расщепления с помощью быстрых α-частиц, и уже в письме от 9 декабря 1916 г. он писал: «Время от времени мне удается урвать свободные полдня, чтобы провести некоторые из моих собственных экспериментов, и я думаю, что получил результаты, которые в конце концов окажутся чрезвычайно важными. Мне очень хотелось бы обсудить все эти вещи вместе с вами здесь. Я обнаруживаю и подсчитываю легкие атомы, приводимые в движение α-частицами, и эти результаты, как мне кажется, проливают яркий свет на характер и распределение сил вблизи ядра. Я также пытаюсь этим же методом взломать атом. В одном из опытов результаты представляются обнадеживающими, но потребуется уйма работы, чтобы их подтвердить. Кей помогает мне и в настоящее время является специалистом по подсчетам». Годом позже, 17 ноября 1918 г., Резерфорд в очень характерной для него манере рассказывает о дальнейших успехах: «Я хотел, чтобы вы были здесь и мы обсудили бы значение некоторых моих результатов по соударению ядер. Я получил некоторые, как мне кажется, довольно удивительные результаты, но потребуется тяжелый и продолжительный труд, чтобы представить надежные доказательства моих выводов. Подсчет слабых сцинтилляций — нелегкая задача для старых глаз, но все же с помощью Кея я проделал за прошедшие четыре года чрезвычайно большую работу в свободное время».

В знаменитой работе Резерфорда, опубликованной в 1919 г. в «Philosophical Magazine», содержащей описание его фундаментального открытия — управляемого ядерного расщепления, упоминается посещение Манчестера в ноябре 1918 г. старым сотрудником Резерфорда Эрнестом Марсденом, который после перемирия был демобилизован во Франции из армии. Обладая большим опытом сцинтилляционных экспериментов, полученным им в прежние дни пребывания в Манчестере, когда вместе с Гейгером он ставил эксперименты, которые привели Резерфорда к открытию атомного ядра, Марсден помог выяснить некоторые очевидные аномалии в статистическом распределении протонов больших скоростей, высвобождаемых при бомбардировке азота α-частицами. Из Манчестера Марсден вернулся в Новую Зеландию, чтобы приступить к своим университетским обязанностям, но продолжал сохранять тесную связь с Резерфордом в течение многих лет.

В июле 1919 г., когда после заключения перемирия стало возможным свободное передвижение, я отправился в Манчестер навестить Резерфорда и узнать поподробнее о его новом крупнейшем открытии — открытии управляемых, или так называемых искусственных, ядерных превращений, которыми он положил начало тому, что любил называть «современной алхимией», и которое с течением времени привело к столь ужасающим последствиям, дав в руки человека господство над силами природы. В это время Резерфорд был почти что один в своей лаборатории, и, как он и написал в своих письмах, единственным помощником в его фундаментальных исследованиях, если не считать кратковременного пребывания Марсдена, был его преданный помощник Уильям Кей, который своей добротой и готовностью оказать помощь снискал любовь всех работавших за все эти годы в лаборатории. Во время моего визита Резерфорд рассказал мне также, что он должен принять важное решение в связи с предложением занять должность профессора Кавендишской лаборатории в Кембридже; эта должность оставалась свободной после отставки Дж. Дж. Томсона. Конечно, Резерфорду было нелегко решиться расстаться с Манчестером, где он долго и плодотворно работал, но он, разумеется, не мог не принять приглашения занять место в непревзойденной плеяде кавендишских профессоров.

VII

С первых же дней своего пребывания в Кавендишской лаборатории Резерфорд собрал вокруг себя многочисленную и блестящую группу исследователей. Наиболее заметной фигурой среди них был Астон, который в течение ряда лет работал с Дж. Дж. Томсоном и уже во время войны начал развивать масс-спектроскопические методы; его методы впоследствии позволили обнаружить существование изотопов почти у всех элементов. Этот результат, который еще раз давал убедительное подтверждение правильности атомной модели Резерфорда, не был совсем неожиданным. Уже в прежние годы в Манчестере было выяснено, что очевидные отступления от правильной последовательности атомных весов элементов, расположенных соответственно их химическим свойствам, указывают на то, что даже у устойчивых элементов не следует ожидать однозначной связи зарядов ядер с их массой. В письмах ко мне в январе и феврале 1920 г. Резерфорд выражал свое удовлетворение работами Астона, в особенности открытием изотопов хлора, которые так наглядно демонстрировали статистический характер отклонений химических атомных весов от целочисленных значений. Он не без юмора комментировал также оживленные дискуссии в Кавендишской лаборатории, посвященные относительным достоинствам различных моделей атома, которые появлялись в связи с открытием Астона.

Чрезвычайно существенное значение для продолжения собственных исследовательских работ Резерфорда, касающихся строения и расщепления атомных ядер, а также руководства обширной лабораторией имело то, что с самого начала его деятельности к нему присоединился Джеймс Чэдвик, работавший в старой манчестерской группе и вернувшийся после длительного пребывания под арестом в Германии: он работал вместе с Гейгером в Берлине, и там его застало начало войны. Среди сотрудников Резерфорда в первые годы его работы в Кембридже были также Блэккет и Эллис, оба отказавшиеся от военной карьеры; к занятиям физикой Эллиса привлек Чэдвик, с которым он подружился, находясь под арестом у немцев. Дальнейшим пополнением кавендишской группы было прибытие, несколькими годами позже, Капицы, который привез с собой разнообразные остроумные проекты, в частности проект создания магнитного поля неслыханной в то время величины. В своей работе он с самого начала получал помощь Джона Кокрофта, обладавшего незаурядным сочетанием понимания научных и инженерных вопросов и ставшего впоследствии выдающимся сотрудником Резерфорда.

Сначала руководство теоретической деятельностью Кавендишской лаборатории возглавляли Чарльз Дарвин (математические способности которого оказались весьма полезными в манчестерские годы) вместе с Ральфом Фаулером. Их содружество в это время позволило сделать ценный вклад в статистическую термодинамику и ее приложения к астрофизическим проблемам. После отъезда Дарвина в Эдинбург главным теоретическим консультантом и наставником вплоть до второй мировой войны был Фаулер, который стал зятем Резерфорда. Фаулер не только с энтузиазмом и энергией принимал участие в работе Кавендишской лаборатории, в скором времени он нашел многочисленных одаренных учеников, на которых благотворно сказывалось его влияние. Лучшими из них были Леннард-Джонс и Хартри; оба они вложили свою долю, каждый в своем направлении, в развитие атомной и молекулярной физики. Особенно следует отметить Дирака, который с юношеских лет выделялся необыкновенной силой своей логики.

Уже с тех пор, как я покинул в 1916 г. Манчестер, я, естественно, пытался использовать опыт, приобретенный мною в Манчестерской лаборатории. Я с благодарностью вспоминаю о том, как Резерфорд с самого начала проявлял внимание и оказывал эффективную поддержку моим попыткам создать в Копенгагене институт, призванный установить тесную связь между физиками-теоретиками и физиками-экспериментаторами. Особо важное значение имело то, что уже осенью 1920 г., когда сооружение института приближалось к концу, Резерфорд нашел время, чтобы приехать в Копенгаген. В знак признания его заслуг университет присвоил ему почетную степень, и по этому поводу он произнес прони-

занную юмором вдохновенную речь, которая надолго осталась в памяти всех присутствовавших.

Для работы вновь созданного института оказалось очень благотворным то, что вскоре после войны к нам присоединился мой старый друг с манчестерских времен Георг Хевеши; в течение более чем двадцати лет, проведенных в Копенгагене, он выполнил там многие из своих хорошо известных физико-химических и биологических исследований, используя метод меченых атомов. Особый интерес Резерфорда вызвало применение метода Мозли (Костер и Хевеши, 1922 г.) в успешных поисках одного недостающего элемента, ныне известного под именем гафния; свойства этого элемента еще раз подтвердили правильность интерпретации периодической системы элементов. Удачное начало общей экспериментальной работы было положено посещением института Джеймсом Франком во время открытия лаборатории; в течение последующих месяцев он любезно знакомил своих датских коллег с очень тонкой техникой возбуждения атомных спектров электронной бомбардировкой, тщательно разработанной им совместно с Густавом Герцем. Первым среди многих выдающихся теоретиков, которые оставались у нас длительное время, был Ганс Крамерс, который совсем юным приехал в Копенгаген во время войны и оказался неоценимым приобретением для нашей группы в течение всех тех десяти лет, которые он работал с нами; в 1926 г. он оставил преподавание в институте и стал профессором в Утрехте. Вскоре после появления Крамерса в Копенгаген прибыли двое подающих надежды молодых людей — Оскар Клейн из Швеции и Свен Росселанд из Норвегии; уже в 1920 г. их имена стали всем известны после того, как они указали на так называемые столкновения второго рода, при которых в результате электронной бомбардировки атомы переходят из высшего стационарного состояния в низшее, сообщая дополнительную скорость электрону. Фактически наличие таких процессов играет решающую роль в установлении теплового равновесия, вполне аналогичную роли индуцированных радиационных процессов, имеющих существенное значение для вывода формулы теплового излучения Планка методом Эйнштейна. Учет соударений второго рода оказался чрезвычайно важным для выяснения радиационных свойств звездных атмосфер, особенности которых были рассмотрены в фундаментальных работах Саха́, работавшего в это время вместе с Фаулером в Кэмбридже.

К группе Копенгагенского института присоединился в 1922 г. Паули, а двумя годами позже Гейзенберг; оба они были учениками Зоммерфельда и, несмотря на свою молодость, уже имели в своем багаже великолепные работы. Я познакомился с ними обоими летом 1922 г. во время моего посещения Геттингена, где я читал лекции: у меня сразу возникло ощущение их незаурядной одаренности. Моим посещением Геттингена было положено начало длительной и плодотворной совместной деятель-

ности группы под руководством Борна и Франка, работавшей в Геттингене, и копенгагенской группы. С самых первых дней наша тесная связь с сильнейшей кембриджской группой поддерживалась, в частности, длительным пребыванием в Копенгагене Дáрвина, Дирака, Фаулера, Хартри, Мотта и других.

VIII

Те годы, когда неповторимое объединение целого поколения физиков-теоретиков многих стран шаг за шагом создавало логически непротиворечивое обобщение классической механики и электродинамики, иногда принято называть «героической» эрой квантовой физики. Для любого, следившего за этим процессом, незабываемым воспоминанием остается картина того, как в результате сочетания самых различных подходов и использования адекватных математических методов возникал новый взгляд на содержание физического опыта. Пришлось преодолеть многочисленные препятствия на пути к этой цели, но прошло время и, как это всегда бывает, решающий успех был достигнут самыми молодыми из нас.

Общей исходной точкой было признание того, что, несмотря на известный смысл временного использования механической картины для классификации стационарных состояний изолированных атомов или атомов, находящихся в поле постоянных внешних сил, совершенно несомненна (как это уже упоминалось) необходимость нового фундаментального отхода от классической картины. Дело заключалось не только в том, что трудности определения электронного строения химических соединений на основе атомной модели Резерфорда становились все более и более очевидными, помимо этого непреодолимые трудности возникали и при любой попытке описать в деталях сложные атомные спектры; особенно отчетливо это было видно в странном дуплетном характере дугового спектра гелия.

Первый шаг к обобщению формулировки принципа соответствия был сделан при решении проблемы оптической дисперсии. Действительно, тесная связь между атомной дисперсией и спектральными линиями селективного поглощения, столь ярко продемонстрированная в остроумных экспериментах Р. В. Вуда и П. Бивена по поглощению и дисперсии в парах щелочных металлов, с самого начала подсказывала подход в духе соответствия. Исходя из предположения Эйнштейна о статистическом характере возникновения индуцированных излучением переходов между стационарными состояниями атомных систем, Крамерс в 1924 г. сумел установить общую дисперсионную формулу, включающую только энергию этих состояний и вероятности спонтанных переходов между ними. Эта теория, получившая дальнейшее развитие в работах Крамерса и

Гейзенберга, содержала в себе даже новые дисперсионные эффекты, связанные с тем, что под действием излучения возникает вероятность переходов, не осуществляющихся в невозмущенном атоме; раман-эффект в молекулярных спектрах является аналогом этого явления.

Вскоре после этого шаг фундаментального значения был сделан Гейзенбергом, который в 1925 г. ввел чрезвычайно остроумный формализм, в котором исключалось всякое использование наглядной орбитальной картины, если не считать общего асимптотического соответствия. В этой смелой концепции сохранялась гамильтоновская форма канонических уравнений механики, однако сопряженные величины заменялись операторами, подчиняющимися некоммутативному алгорифму, содержащему постоянную Планка и символ $\sqrt{-1}$. И действительно, представив механические величины в виде эрмитовских матриц, элементы которых относятся ко всем возможным процессам перехода между стационарными состояниями, оказалось возможным без малейшего произвола получить энергии этих состояний и вероятности связанных с ними процессов перехода. Эта так называемая квантовая механика, в развитие которой с самого начала внесли важный вклад Борн, Иордан, а также Дирак, открыла путь непротиворечивого статистического рассмотрения многих атомных проблем, которые до этого допускали лишь полуэмпирический подход.

Для завершения этой грандиозной задачи оказалось очень полезным и поучительным опереться на формальную аналогию между механикой и оптикой, впервые указанную Гамильтоном. Так, указав на тождественную роль, которую играют в механической картине квантовые числа при классификации стационарных состояний и числа узлов, характеризующих возможные стоячие волны в упругой среде, Луи де Бройль еще в 1924 г. пришел к сопоставлению поведения свободных материальных частиц и свойств фотонов. Особенно поучительным было обнаруженное им совпадение скорости частицы с групповой скоростью волнового пакета, образованного из компонент, длины волн которых заключены в узком интервале и каждая из которых связана со значением импульса эйнштейновским уравнением, связывающим импульс фотона и длину волны излучения. Как известно, целесообразность такой аналогии вскоре получила убедительное подтверждение открытием селективного рассеяния электронов в кристаллах Дэвиссоном и Джермером, а также Г. П. Томсоном. Кульминационным событием этого периода было установление Шредингером в 1926 г. более объемлющей формы волновой механики, в которой стационарные состояния представляли собой собственные решения фундаментального волнового уравнения, получаемого представлением гамильтониана заряженных частиц в виде дифференциального оператора, действующего на функцию координат, определяющих конфигурацию системы. В случае водородного атома этот метод

не только давал замечательно простой способ определения энергий стационарных состояний, но, как это было также показано Шредингером, суперпозиции любых двух собственных решений соответствуют такому распределению электрического заряда и тока в атоме, которое согласно классической электродинамике обусловливает испускание и резонансное поглощение монохроматического излучения с частотой, совпадающей с определенной линией спектра водорода.

Шредингер смог объяснить также основные особенности дисперсии излучения атомами, представив распределение заряда и тока в атоме, возмущенном падающим излучением, в виде суперпозиции собственных функций, определяющих множество возможных стационарных состояний невозмущенной системы. Особенно поучительным было объяснение на той же основе законов комптон-эффекта, которые, несмотря на очевидное подтверждение ими исходной идеи Эйнштейна о фотонах, на первых порах создавали очевидные трудности для их рассмотрения в духе соответствия, так как приходилось сочетать сохранение энергии и импульса с разбиением процесса на два отдельных этапа, состоящих в поглощении и испускании излучения, напоминающих радиационные переходы между стационарными состояниями атомной системы.

Такое осознание широты аргументации, заключенной в использовании принципа суперпозиции, сходного с принципом суперпозиции в классической теории электромагнитного поля, принципа, который только неявно содержался в матричной формулировке квантовой механики, означало крупный успех для трактовки атомных проблем. Однако с самого начала было очевидно, что волновая механика указывает на не менее радикальное видоизменение классического физического подхода, чем статистическое описание, выдвинутое принципом соответствия. И я вспоминаю, как во время посещения Шредингером Копенгагена в 1926 г., когда он рассказывал о своей замечательной работе, оставившей у нас самое сильное впечатление, мы убеждали его, что любая процедура, пренебрегающая индивидуальным характером квантовых процессов, не может привести к фундаментальной формуле Планка для теплового излучения.

Несмотря на замечательную аналогию между характерными особенностями атомных процессов и классическими резонансными проблемами, необходимо принимать во внимание, что в случае волновой механики мы имеем дело с функциями, которые, вообще говоря, не являются действительными, но подобно матрицам квантовой механики существенным образом содержат символ $\sqrt{-1}$. Кроме того, при рассмотрении атомов, содержащих более одного электрона, или столкновений между атомами и свободными заряженными частицами функции состояний задаются не в обычном пространстве, а в конфигурационном, число измерений которого равно числу степеней свободы всей системы. Принципиально стати-

стический характер физических выводов волновой механики был в конечном счете выяснен Борном в его блестящей работе, посвященной проблеме соударений.

Эквивалентность физического содержания двух различных математических формализмов была исчерпывающим образом доказана на основе теории преобразований, независимо сформулированной Дираком в Копенгагене и Иорданом в Геттингене, которые указали на возможность замены переменных в квантовой физике, подобную той, которая допускается симметрией уравнений движения классической динамики в канонической форме Гамильтона. Аналогичная ситуация возникает при формулировке квантовой электродинамики, сочетаемой с представлением о фотонах. Эта задача была впервые решена Дираком в квантовой теории излучения, где фазы и амплитуды фурье-компонент поля рассматривались как некоммутирующие переменные. После дальнейших остроумных находок Иордана, Клейна и Вигнера этот формализм получил, как это всем известно, окончательное завершение в работах Гейзенберга и Паули.

Характерной иллюстрацией мощи и широты применимости квантовой физики служат специфические квантовые статистики, относящиеся к системам тождественных частиц, где мы встречаемся с особенностями, столь же чуждыми классической физике, как и сам квант действия. Действительно, любая проблема, которая требует для своего рассмотрения статистик Бозе—Эйнштейна или Ферми—Дирака, в принципе исключает наглядное представление. В частности, эта ситуация делает возможной подходящую формулировку принципа исключения Паули, который позволил не только окончательно объяснить периодические соотношения в таблице Менделеева, но оказался чрезвычайно плодотворным для понимания многочисленных и разнообразных аспектов атомного строения вещества в последующие годы.

Фундаментальный вклад в разъяснение принципов квантовых статистик был сделан в 1926 г. Гейзенбергом изящным объяснением дуплетности спектра гелия. Действительно, как было им показано, совокупность стационарных состояний атомов с двумя электронами распадается на две некомбинирующиеся группы, соответствующие симметричной и антисимметричной пространственным волновым функциям, связанным соответственно с противоположной и параллельной ориентациями электронных спинов. Вскоре после этого Гайтлер и Лондон, действуя в том же направлении, сумели объяснить механизм связи молекулы водорода и тем самым наметили путь к пониманию гомеополярных химических связей. Даже знаменитая резерфордовская формула для рассеяния заряженных частиц атомными ядрами, как это было показано Моттом, должна была быть изменена, если рассматривать соударения между тождественными частицами, например протонами и ядрами водорода или

α-частицами и ядрами гелия. Однако в тех экспериментах по рассеянию быстрых α-частиц тяжелыми ядрами на большие углы, которые проводил Резерфорд и на основании которых он сделал свои фундаментальные выводы, мы заведомо находимся в пределах применимости классической механики.

Все возрастающее использование более и более рафинированных математических абстракций обеспечивало непротиворечивость описания атомных явлений. В 1928 г. это нашло свое наивысшее выражение в виде релятивистской квантовой теории Дирака. Представление об электронном спине, в трактовке которого важную роль сыграли Дарвин и Паули, получило гармоническое выражение в дираковском спинорном анализе. Кроме всего этого, в связи с открытием позитрона Андерсоном и Блеккетом, теория Дирака подготовила почву для признания существования античастиц с массой, равной массе самой частицы, но с противоположным электрическим зарядом и противоположной ориентацией магнитного момента относительно спиновой оси. Как известно, мы сталкиваемся здесь с идеями, которые на новый лад возрождают и расширяют представления об изотропии в пространстве и обратимости во времени и которые всегда были одной из основ классического, физического подхода.

Удивительный прогресс наших знаний об атомном строении вещества и тех методов, с помощью которых приобретаются и увязываются эти знания, в действительности увели нас далеко за пределы наглядного детерминистического описания, доведенного до высокого совершенства Ньютоном и Максвеллом. Пристально наблюдая за этими успехами, я часто думал о решающем значении открытия атомного ядра Резерфордом; это открытие на любой стадии исследований властно звало нас вперед.

IX

Все эти долгие и богатые событиями годы, в течение которых Резерфорд работал с неутомимой энергией в Кавендишской лаборатории, я часто посещал Кембридж, где по предложению Резерфорда читал несколько курсов лекций по теоретическим проблемам, в том числе по эпистемологическим вопросам развития квантовой теории. В этих случаях всегда было большой поддержкой ощущать ясный ум и острый интерес Резерфорда, внимательно следившего за успехами в той самой области исследований, в которой он сам был пионером и рост которой увел нас так далеко за те горизонты, которые открывались в начале ее развития.

И действительно, широкое использование абстрактных математических методов помогло осваивать быстро нарастающие данные относительно атомных явлений, но вместе с тем все более и более выдвигало

на первый план проблему наблюдения. Своими корнями эта проблема уходит в глубь веков, так же как и сама физика. Так, философы Древней Греции, которые для объяснения характерных свойств вещества предполагали ограниченную делимость всей материи, считали очевидным, что грубость наших органов чувств полностью исключает возможность прямого наблюдения отдельных атомов. В этом отношении в наше время положение коренным образом изменилось в связи с разработкой специальных устройств, таких, например, как камера Вильсона и счетные механизмы, первоначально разработанные Резерфордом и Гейгером для измерений чисел и зарядов α-частиц. Однако исследование мира атомов, как мы это уже отмечали, обнаружило присущие этому миру ограничения в способе его описания, воплощенном в разговорном языке, развившемся для ориентации в окружающем нас мире и приспособленном к описанию событий повседневной жизни.

Словами, выражающими общую позицию Резерфорда, можно сказать, что цель эксперимента состоит в том, чтобы задавать вопросы природе; и конечно, Резерфорд преуспел в этой задаче благодаря своей интуиции, с помощью которой ему всегда удавалось ставить такие вопросы, которые обеспечивали получение самых нужных ответов. Для того чтобы исследование расширяло и углубляло наши общие познания, очевидно, нужно потребовать, чтобы при описании наблюдений, конструкций и способов управления аппаратурой, необходимом для однозначного определения экспериментальных условий, можно было бы пользоваться обыкновенным языком. В реальных физических исследованиях это требование с избытком удовлетворяется указанием экспериментальных устройств, в которых используются, например, такие приспособления, как диафрагма и фотографические пластинки, настолько большие и тяжелые, что все манипуляции с ними могут быть описаны в терминологии классической физики, хотя, конечно, свойства вещества, из которого изготовлены инструменты (а также и наши собственные тела), существенным образом зависят от строения и стабильности входящих в них атомных систем, отвергающих подобное описание.

Описание обычных явлений заведомо предполагает неограниченную делимость хода явления в пространстве и времени и возможность связи всех его ступеней в неразрывную цепь на языке причины и следствия. В конечном счете эта точка зрения опирается на тонкость наших чувств, хотя нашим чувствам для познания требуется взаимодействие с изучаемым объектом, но столь незначительное, что в обычных условиях оно не оказывает заметного влияния на ход явлений. В схеме классической физики такое положение вещей находит свое идеализированное выражение в предположении, что взаимодействием между объектом и прибором, с помощью которого производится наблюдение, можно пренебречь или что по крайней мере его можно скомпенсировать.

Элемент цельности, олицетворенный квантом действия и совершенно чуждый принципам классической физики, повлек за собой то, что при изучении квантовых процессов любое экспериментальное исследование включает в себя взаимодействие между атомным объектом и измерительными приборами; хотя это взаимодействие является существенной характеристикой явления, оно вместе с тем не поддается раздельной оценке, если эксперимент ставится с целью получить однозначные ответы на поставленные вопросы. И именно осознание такого положения вещей вынудило обратиться к статистическому способу описания, определяющему математическое ожидание обнаружения различных квантовых эффектов при одних и тех же экспериментальных условиях; такой статистический подход устранил все кажущиеся противоречия между явлениями, наблюдаемыми во взаимно исключающих друг друга экспериментальных условиях. Какими бы противоположными ни казались на первый взгляд эти явления, следует отдавать себе ясный отчет в том, что они являются дополнительными в том смысле, что рассматриваемые совместно они дают исчерпывающую информацию об атомном объекте, которую вполне однозначно можно изложить обычным языком.

Идея дополнительности вовсе не подразумевает какого-либо отказа от детального анализа, ограничивающего область наших исследований, она просто подчеркивает особенности объективного описания, независимого от субъективного суждения, в любой области познания, где для плодотворного обмена данными существенно указание на условия получения этих данных. В логическом отношении эта ситуация хорошо известна из рассмотрения психологических и социальных проблем, где многие слова с самого момента зарождения языка используются типично дополнительным способом. Безусловно, здесь мы часто сталкиваемся с такими качествами, которые не подходят для количественного анализа, характерного для так называемых точных наук, задачей которых согласно воззрениям Галилея является основывать всякое описание на четко определенных измерениях.

Несмотря на всю ту пользу, которую нам всегда приносит в этих вопросах математика, следует помнить, что всякое определение математических символов и операций основывается на простом логическом применении обычного языка. В самом деле, математика никогда не рассматривалась как отдельная отрасль знания, основанная на совокупности опытных данных, а скорее считалась рафинированием общего языка с прибавлением к нему соответствующих добавок, позволяющих описывать такие взаимоотношения, для которых обычные словесные средства общения либо недостаточно точны, либо слишком неудобны. Говоря точнее, математический формализм квантовой механики и квантовой электродинамики попросту устанавливает правила подсчета математических ожиданий для наблюдений, производимых в хорошо определенных

экспериментальных условиях, описанных с помощью представлений классической физики. Исчерпывающий характер такого описания определяется не только допускаемой формализмом свободой выбора этих условий любым возможным способом, но в равной степени и тем, что само определение рассматриваемого явления для его окончательного завершения подразумевает элемент необратимости в процессе наблюдения; тем самым выявляется существенно необратимый характер самого понятия наблюдения.

Конечно, все противоречия, связанные с дополнительным описанием в квантовой физике, заранее сняты логически согласованной математической схемой, удовлетворяющей всем требованиям соответствия. Тем не менее осознание взаимного произвола при определении любой пары канонически сопряженных величин, выражаемой принципом неопределенности Гейзенберга, сформулированного им в 1927 г., явилось решающим шагом к разъяснению проблемы измерения в квантовой механике. Действительно, с этого момента стало очевидным, что формальное представление физических величин некоммутирующими операторами непосредственно отражает взаимно исключающие взаимоотношения между операциями, с помощью которых соответствующая физическая величина определяется и измеряется.

Чтобы возникшая ситуация стала совсем ясной, следовало на основе этой аргументации разобраться в разнообразных примерах. Несмотря на то, что в квантовой физике принцип суперпозиции уже получил широкое признание, существенную направляющую роль для пристального изучения проблем наблюдения неоднократно играл классический анализ Рэлея, касающийся взаимообратных соотношений между точностью построения изображения в микроскопе и разрешающей силой спектроскопических инструментов. В связи с этими вопросами отнюдь не последнюю роль сыграло отличное знание Дарвином методов математической физики.

Отдавая должное удачной терминологии Планка, который ввел представление об универсальном «кванте действия», а также наводящему значению идеи «внутреннего спина», тем не менее следует признать, что такие представления просто относятся к взаимоотношениям между хорошо определенными экспериментальными данными, которые не могут быть выражены на основе классической манеры описания. Например, числа, выражающие квант или спин в обычных физических единицах, вовсе не имеют отношения к непосредственным измерениям классически определенного действия или момента импульса, а возможность их логической интерпретации возникает лишь при непротиворечивом использовании математического формализма квантовой теории. В частности, столь много обсуждавшаяся невозможность измерения магнитного момента свободного электрона обычным магнетометром непосредственно

очевидна из того факта, что в теории Дирака спин и магнитный момент не являются результатом какого-либо изменения основного гамильтоновского уравнения движения, а появляются как следствие характерных особенностей некоммутативного операторного исчисления.

Правильная интерпретация вопросов дополнительности и индетерминизма едва ли была бы достигнута без оживленных дискуссий, в частности на Сольвеевских конгрессах 1927 и 1930 гг. На этих конгрессах Эйнштейн вызывал нас на дискуссию очень изощренной критикой, которая имела особое значение, заставляя нас глубже анализировать роль измерительных приборов в процессе измерения. Критическим пунктом, совершенно исключавшим возможность возврата к наглядному причинному описанию, было признание того, что область однозначного применения общих законов сохранения импульса и энергии принципиально ограничена; ее ограничение связано с тем обстоятельством, что любое экспериментальное устройство, позволяющее определить положение атомного объекта в пространстве и времени, подразумевает в принципе неконтролируемую передачу импульса и энергии неподвижным шкалам и синхронизованным часам, совершенно необходимым для определения системы отсчета. Физическая интерпретация релятивистской формулировки квантовой теории в конечном счете опирается на возможность осуществления всех релятивистских процедур с помощью макроскопических измерительных приборов.

Это обстоятельство особенно отчетливо выявилось в дискуссии об измеримости компонент электромагнитного поля, начатой Ландау и Пайерлсом. Этот вопрос был поднят в качестве серьезного аргумента против состоятельности квантовой теории поля. И в самом деле, детальное исследование, проведенное мной в сотрудничестве с Розенфельдом, показало, что все предсказания теории в этом отношении могут быть осуществлены, когда будет должным образом учтено то, что определение значений электрического и магнитного полей и точное знание фотонного состава поля взаимно исключают друг друга. С аналогичным положением мы встречаемся в теории позитрона, согласно которой любое устройство, способное измерить распределение заряда в пространстве, неизбежно влечет за собой неконтролируемое образование электронных пар.

Типично квантовые особенности электромагнитных полей не зависят от масштабов, поскольку две фундаментальные константы, скорость света c и квант действия h, не позволяют каким-либо образом построить величины с размерностями длины или времени. Релятивистская теория электрона включает в себя значение заряда электрона e и его массы m, и существенные характеристики явления ограничены пространственной протяженностью порядка h/mc. То обстоятельство, что эта величина все еще велика по сравнению с «радиусом электрона» e^2/mc^2, ограничивающим од-

нозначное использование представлений классической электромагнитной теории, наводит на мысль о том, что имеется еще достаточно широкая область применимости квантовой электродинамики, хотя многие ее следствия не могут быть проверены практически существующими экспериментальными устройствами, включающими в себя столь большие измерительные приборы, что при операциях с ними и конструировании их можно пренебречь статистическими элементами. Эти же самые трудности, конечно, также не дают возможности никакого прямого исследования близких взаимодействий между фундаментальными составляющими вещества, число которых сильно возросло в результате последних открытий; исследуя взаимосвязи этих составляющих, мы должны быть поэтому готовы к новому подходу, выходящему за пределы существующей квантовой теории.

Едва ли есть необходимость подчеркивать, что все эти проблемы не возникают при описании обычных физических и химических свойств вещества, основанном на атомной модели Резерфорда; при анализе этих свойств используются только хорошо определенные свойства частиц, входящих в эту модель. Однако и здесь дополнительное описание дает адекватный подход к проблеме устойчивости атома, с которой нам пришлось сталкиваться с самого начала. Так, интерпретация спектральных закономерностей и химических связей относится к таким экспериментальным условиям, которые исключают экспериментальные условия, допускающие точный контроль за положением и смещением отдельных электронов в атомных схемах.

В связи с этим важнейшее значение имеет понимание того, что плодотворное использование структурных формул в химии основано единственно на том, что атомные ядра настолько тяжелее электронов, что по отношению к молекулярным размерам неопределенностью в положении ядра можно в широких пределах пренебречь. Оглянувшись на всю историю вопроса, мы убеждаемся в том, что именно открытие того факта, что вся масса атома сконцентрирована внутри небольшой (по сравнению с протяженностью атома) области, дало ключ к пониманию совершенно необъятного экспериментального материала, охватывающего как кристаллическую структуру твердых тел, так и комплексные молекулярные системы, несущие в себе генетические признаки живых организмов.

Как известно, методы квантовой теории оказались также решающими и для выяснения многих проблем строения и устойчивости самих атомных ядер. К некоторым, возникшим в предыдущие годы аспектам таких проблем я буду еще иметь случай вернуться, когда я продолжу свой рассказ о Резерфорде; но выходило бы уже совсем за пределы этой лекции, посвященной памяти Резерфорда, подробное изложение чрезвычайно быстрого проникновения в тайны ядерного строения, обусловленного работами современного поколения физиков, как теоретиков, так и эксперимента-

торов. Этот процесс очень напоминает (в особенности старшим среди присутствующих здесь) постепенное раскрытие электронного строения атома в течение первых десятилетий после фундаментального открытия Резерфорда.

X

Каждый физик, конечно, знает о серии блестящих исследований Резерфорда, которые проводились им до конца своих дней с целью расширения наших сведений о свойствах и строении атомных ядер. Поэтому я упомяну здесь лишь о нескольких впечатлениях тех лет; в это время я часто имел возможность знакомиться с работами Кавендишской лаборатории, а из разговоров с Резерфордом узнавать общее направление его мыслей и проблем, занимающих как его самого, так и его сотрудников.

Глубокая интуиция Резерфорда позволила ему очень рано отдать себе полный отчет о новых необычных проблемах, связанных с существованием и устойчивостью ядер, образованных несколькими составляющими. И действительно, уже в манчестерские дни он указывал, что любой подход к этим проблемам связан с предположением о наличии между ядерными составляющими короткодействующих сил совершенно иного типа, нежели электрические силы, действующие между заряженными частицами. Поставив своей целью пролить некоторый свет на специфические ядерные силы, Резерфорд и Чэдвик уже в первые годы своей работы в Кэмбридже провели обширные исследования аномального рассеяния α-частиц при близких ядерных соударениях.

Хотя в этих исследованиях было получено много важных и новых данных, становилось все более и более ясным, что для подлинного решения проблемы ядра недостаточно источников естественных α-частиц и что желательно иметь в своем распоряжении интенсивные пучки частиц высокой энергии, полученные искусственным ускорением ионов. Несмотря на уговоры Чэдвика приступить к конструированию подходящего ускорителя, Резерфорд в течение нескольких лет противился тому, чтобы в его лаборатории начали такое большое и дорогостоящее предприятие. Легко понять эту позицию Резерфорда; стоит лишь вспомнить тот удивительный прогресс, который был им достигнут в прежние времена с помощью очень скромного экспериментального оборудования. Вообще попытка соревноваться с естественными радиоактивными источниками в то время должна была представляться довольно безнадежной. Однако по мере развития квантовой теории и в связи с ее первыми успешными приложениями к ядерным проблемам перспективы существенно изменились.

Сам Резерфорд уже в 1920 г. в своей второй Беккерианской лекции ясно указал на трудности объяснения испускания α-лучей из ядер на

основе простых механических соображений, которые оказались очень полезными для объяснения рассеяния α-частиц ядрами; трудность состояла в том, что скорость испущенных частиц была недостаточной, чтобы позволить этим частицам при изменении направления движения на обратное снова вернуться в ядро, преодолев электрическое отталкивание. Однако вскоре выяснилась в качестве простого следствия волновой механики возможность прохождения частицы под потенциальными барьерами, и в 1928 г. Гамов, работавший в Геттингене, а также Кондон и Гэрни в Принстоне на этой основе сумели дать не только общее объяснение α-распада, но даже подробно выяснить связь между временем жизни ядра и кинетической энергией испускания α-частиц в полном соответствии с эмпирическими закономерностями, обнаруженными в ранние манчестерские дни Гейгером и Нэттолом.

Когда летом 1928 г. Гамов присоединился к нам в Копенгагене, он был занят исследованием проникновения заряженных частиц в ядра за счет обратного туннельного эффекта. Он начал эту работу в Геттингене и рассказал о ней Гоутермансу и Аткинсону; последние пришли к предположению о том, что источники солнечной энергии могут быть сведены к ядерным превращениям, вызываемым ударами протонов, обладающих большими тепловыми скоростями; наличие таких протонов, согласно представлениям Эддингтона, следовало ожидать во внутренней части Солнца.

Во время короткого визита в Кембридж в октябре 1928 г. Гамов обсуждал экспериментальные перспективы, вытекающие из его теоретических работ с Кокрофтом, который, выполнив более подробные расчеты, убедился в возможности достижения заметных эффектов бомбардировкой легких ядер протонами с энергией значительно меньшей, чем энергия α-частиц естественных радиоактивных источников. Так как результаты казались обнадеживающими, Резерфорд принял предложение Кокрофта построить для таких экспериментов высоковольтный ускоритель. Работа по конструированию аппаратуры была начата Кокрофтом в конце 1928 г. и продолжалась в течение следующего года в сотрудничестве с Уолтоном. Первые эксперименты с ускоренными протонами они выполнили в марте 1930 г.; в этих опытах они пытались обнаружить γ-лучи, испущенные в результате взаимодействия протонов с ядрами мишени, однако безрезультатно. Затем аппаратура была перестроена в связи с переходом в другую лабораторию, и, как известно, в марте 1932 г. в результате соударений протонов с ядрами лития были получены α-частицы высоких скоростей.

Эти эксперименты положили начало новой стадии чрезвычайно важных исследований, результатом которых было быстрое нарастание от года к году как наших сведений о ядерных реакциях, так и совершенства ускорительной техники. Но уже первые опыты Кокрофта и Уолтона при-

несли в нескольких отношениях результаты большого значения. Они не только подтвердили во всех деталях предсказания квантовой теории относительно зависимости сечения реакции от энергии протонов, но и дали возможность увязать кинетическую энергию α-частиц с массами реагирующих частиц, которые к этому времени были известны с достаточной точностью благодаря блестяще развитой Астоном масс-спектроскопии. Такое сравнение позволило впервые дать экспериментальную проверку знаменитого соотношения Эйнштейна между энергией и массой, к которому он пришел за много лет до этого на основании релятивистских аргументов. Едва ли нужно напоминать, насколько важным оказалось это соотношение при дальнейшем развитии ядерных исследований.

История открытия нейтрона Чэдвиком носит на себе очень сходные драматические черты. Широту взглядов Резерфорда характеризует то, что он давно предчувствовал присутствие в ядрах тяжелой нейтральной составляющей с массой, близкой к массе протона. Как это постепенно выяснилось, эта идея могла дать объяснение открытию Астоном изотопов почти всех элементов с атомными массами, близкими к целым кратным атомного веса водорода. В связи с изучением многочисленных типов α-излучения, вызывающего ядерные расщепления, Резерфорд и Чэдвик провели тщательные поиски данных, касающихся существования частиц такого сорта. Однако вся эта история достигла наивысшей точки, когда Боте и Жолио-Кюри обнаружили проникающее излучение, возникающее при бомбардировке бериллия α-частицами. Сначала это излучение было принято за некоторое излучение γ-типа, но великолепное знакомство Чэдвика с многочисленными аспектами радиационных явлений позволило ему совершенно отчетливо понять, что экспериментальные данные несовместимы с этой точкой зрения.

Замечательными исследованиями, которые выявили большое количество новых черт явления, Чэдвик сумел доказать, что мы наблюдаем обмен импульсом и энергией с нейтральной частицей, массу которой он определил отличной от массы протона менее чем на одну тысячную. С учетом той легкости, с которой нейтроны (если их сравнивать с заряженными частицами) могут проходить через вещество без обмена энергией с электронами и проникать в атомные ядра, было ясно, какие широкие возможности создавало открытие Чэдвика для наблюдения новых типов ядерных превращений. Некоторые чрезвычайно интересные случаи таких новых явлений были немедленно продемонстрированы в Кавендишской лаборатории Физером, который получил в камере Вильсона снимки, на которых было видно расщепление ядра азота в процессе выбивания α-частиц нейтронной бомбардировкой. Как известно, подхваченные многими лабораториями исследования в этом направлении привели к быстрому нарастанию наших знаний о строении ядра и процессах ядерных превращений.

Весной 1932 г. на одной из наших ежегодных конференций в Копенгагенском институте, где, как всегда, мы были рады встретить многих из наших бывших сотрудников, одним из главных обсуждавшихся вопросов был, разумеется, вопрос о значении открытия нейтрона; кроме того, особо был поднят вопрос об очевидно загадочном обстоятельстве: на великолепных снимках Ли, полученных в камере Вильсона, не наблюдалось никакого взаимодействия между нейтронами и связанными в атомах электронами. В связи с этим обстоятельством указывалось, что из-за того, что сечение рассеяния в квантовой физике зависит от приведенной массы сталкивающихся частиц, сам факт не был бы даже несовместим с предположением о короткодействующем взаимодействии между нейтроном и электроном с силой, примерно равной силе, действующей между нейтроном и протоном. Несколькими днями позже я получил письмо от Резерфорда, отчасти касающееся именно этого вопроса. Я не могу не привести это письмо целиком.

«21 апреля 1932 г.

Дорогой Бор!

Мне было очень приятно услышать о всех вас от Фаулера, когда он вернулся в Кембридж, и узнать о замечательной встрече старых друзей. Я с интересом узнал о вашей теории нейтрона. Я познакомился с ней в очень удачном изложении научного обозревателя «Манчестер Гардиан» Кроузера, человека вполне квалифицированного в этих вопросах. Я очень рад, что вы благожелательно относитесь к нейтрону. Я считаю, что данные в его пользу, полученные к настоящему времени Чэдвиком и другими, в существенном исчерпывающе полны. Остается еще спорный вопрос о том, в какой степени производимая ионизация (или ионизация, которая могла бы производиться) может объяснить поглощение, если пренебречь столкновениями с ядрами.

Беда не приходит одна, и у меня есть для вас еще интересные новости, краткое сообщение о которых должно появиться в «Nature» на следующей неделе. Вы знаете, что у нас есть лаборатория высоких напряжений, где устойчивое постоянное напряжение может быть доведено до 600 000 вольт и выше. Там недавно исследовались эффекты бомбардировки легких элементов протонами. Протоны падали на поверхность материала, расположенную под 45° к оси трубки, а вызываемые ими эффекты наблюдались сбоку сцинтилляционным методом — экран из сернистого цинка был покрыт достаточно толстым слоем слюды, чтобы задержать протоны. В случае лития наблюдались яркие сцинтилляции, начиная примерно с 125 000 вольт, которые быстро нарастали с ростом напряжения вплоть до многих сотен в минуту при значениях протонного тока в несколько миллиампер. α-частицы, по-видимому, имели определенную длину пробега, практически не зависимую от напряжения и равную в воздухе около 8 *см*. Самое простое предположение, которое можно было сделать, состояло в том, что литий-7, захватывая

протон, разламывается и при этом испускает пару обычных α-частиц. Принимая эту точку зрения, можно показать, что полное значение высвобождаемой энергии составляет около 16 млн. электрон-вольт, и это дает правильный порядок для происходящих изменений в массах, если допустить справедливость закона сохранения энергии.

Позже будут поставлены специальные опыты, чтобы проверить природу частиц, но по яркости сцинтилляций и следам в камере Вильсона представляется весьма вероятным, что это α-частицы. В опытах, проведенных в самые последние дни, аналогичные эффекты наблюдались у бора и фтора, однако пробег частиц меньше, хотя они также похожи на α-частицы. Возможно, бор-11 захватывает протон и раскалывается на три α-частицы, тогда как фтор разламывается на кислород и α-частицу. Баланс энергии находится примерно в соответствии с этими выводами. Я не сомневаюсь, что вас очень заинтересуют эти новые результаты, которые мы надеемся в ближайшем будущем расширить.

Совершенно ясно, что α-частица, нейтрон и протон, по-видимому, будут вызывать различные типы расщепления, и возможно, что очень показательно то, что до сих пор наблюдались результаты только для $4n+3$ элементов. Все выглядит так, как будто добавление четвертого протона ведет к немедленному образованию α-частицы и последующему распаду. Я думаю тем не менее, что вопрос в целом скорее следует рассматривать в виде единого процесса, чем в виде отдельных ступеней.

Не могу не радоваться тому, что силы и деньги, затраченные на создание высоких напряжений, вознаграждены вполне определенными и интересными результатами. Фактически они должны были наблюдать эти эффекты на год или что-нибудь вроде этого раньше, но избрали неправильное направление. Вы легко можете представить себе, какие широкие горизонты открывают эти результаты для исследования превращений вообще.

У нас дома все благополучно, завтра я начинаю лекции. С наилучшими пожеланиями Вам и миссис Бор

Всегда Ваш *Резерфорд.*

P. S. Бериллий обнаруживает некоторые странные явления, но это еще нужно выяснить. Возможно, я буду рассказывать об этих экспериментах на заседании Королевского общества, посвященного ядрам во вторник 25 апреля».

Конечно, читая это письмо, нужно иметь в виду, что во время моих поездок в Кембридж я познакомился с ходом всех работ в Кавендишской лаборатории, так что Резерфорду не было необходимости указывать на деятельность отдельных его сотрудников. Это письмо представляет собой непосредственное выражение его бурной радости за крупные успехи тех лет и его страстное желание выяснить все их следствия.

XI

Как подлинный исследователь, Резерфорд никогда не полагался на одну интуицию, как бы далеко она его ни вела, а всегда искал новые источники познания, которые могли бы привести к неожиданным результатам. Так и в Кембридже Резерфорд и его сотрудники продолжали весьма энергично и на все более совершенной аппаратуре исследования по процессам α- и β-распадов. Важная работа Резерфорда и Эллиса по изучению спектров β-излучения предоставила возможность отчетливо различать между внутриядерными явлениями и взаимодействием β-частиц системой внешних электронов; это в свою очередь привело к выяснению механизма внутренней конверсии.

Кроме того, обнаруженное Эллисом непрерывное распределение электронов, непосредственно выброшенных из ядра, по энергетическому спектру поставило весьма загадочный вопрос о сохранении энергии; в конце концов ответ на этот вопрос был дан смелой гипотезой Паули об одновременном испускании нейтрино; эта гипотеза явилась предпосылкой для остроумной теории β-распада, разработанной Ферми.

Значительное увеличение точности измерений спектра α-излучения, достигнутое Резерфордом, Винн-Уильямсом и другими, позволило пролить бóльший свет на тонкую структуру этих спектров и их связь с энергетическими уровнями остаточного ядра, образующегося после α-распада. Особым событием на ранней стадии этих исследований было открытие захвата электронов α-излучением: это явление вслед за тем, как его впервые в 1922 г. наблюдал Гендерсон, было тщательно изучено Резерфордом в одной из его самых блестящих работ. Сейчас все знают, что эта работа, в которой содержалось много сведений о процессе электронного захвата, вновь привлекла к себе внимание несколько лет спустя после смерти Резерфорда — это произошло после открытия процессов деления тяжелых ядер под действием нейтронов, когда на первый план выступил вопрос о прохождении ядерных осколков с большими зарядами через вещество, для которого доминирующей особенностью является захват электрона.

Заметный прогресс как с точки зрения общей перспективы, так и с точки зрения развития экспериментальной техники был обусловлен открытием так называемой искусственной β-радиоактивности, сделанным в 1933 г. Фредериком Жолио-Кюри и Ирен Кюри; это явление связано с ядерными превращениями, вызванными бомбардировкой α-частицами. Едва ли есть необходимость напоминать, как блестящими систематическими исследованиями Энрико Ферми по ядерным превращениям, вызываемым нейтронами, были обнаружены радиоактивные изотопы у большого числа элементов; кроме того, было получено большое количество информации, касающейся ядерных процессов, вызываемых захватом мед-

ленных нейтронов. Стоит особенно отметить, что продолжавшееся изучение этих процессов позволило выявить наиболее замечательные резонансные явления с остротой резонанса, намного превосходящей остроту пиков в сечениях реакций, вызываемых α-частицами и наблюдавшихся впервые Позе; объяснение этого явления на основе модели потенциальной ямы было дано Гэрни, а Гамов сразу же обратил на него внимание Резерфорда.

Уже наблюдения Блеккета, выполненные с помощью автоматической камеры Вильсона, показали, что во всех процессах, изученных в оригинальных опытах Резерфорда по искусственному расщеплению ядер, падающие α-частицы остаются в соединении с остаточным ядром, образующимся после вылета протона. Сейчас известно, что все типы ядерных превращений, охватывающих широкий интервал энергий, происходят двумя четко выраженными ступенями. Первая из этих ступеней — образование относительно долго живущего составного ядра, а вторая — высвобождение энергии возбуждения ядра в процессе конкуренции между различными возможными способами распада и возможными процессами излучения. Эта точка зрения, к которой Резерфорд проявил самый живой интерес, была темой последнего курса лекций, который по приглашению Резерфорда я прочел в Кавендишской лаборатории в 1936 г.

Не прошло и двух лет после смерти Резерфорда в 1937 г., как события получили новый драматический ход после открытия процессов деления самых тяжелых элементов; это открытие принадлежало старому другу и сотруднику Резерфорда в Монреале Отто Гану, работавшему вместе с Фрицем Штрассманом в Берлине. Сразу же после этого открытия Лизе Мейтнер и Отто Фриш, работавшие тогда в Стокгольме и Копенгагене, а теперь работающие оба в Кембридже, сделали важный для понимания этого явления вклад, указав на то, что критическое снижение устойчивости ядра с большим зарядом является простым следствием уравновешивания сил сцепления между ядерными составляющими и силами электростатического отталкивания. Подробное исследование процессов деления, проведенное мною вместе с Уилером, показало, что многие особенности этих процессов могут быть объяснены с помощью механизма ядерных реакций, включающего в качестве первого шага образование составного ядра.

В последние годы своей жизни Резерфорд нашел друга и сотрудника в лице Марка Олифанта, общий склад и работоспособность которого очень напоминали его самого. В это время открылись новые возможности для исследований, связанные, с одной стороны, с открытием тяжелого изотопа водорода ^{2}H, или дейтерия, а с другой — созданием циклотрона Лоуренсом; уже в своих первых исследованиях по ядерным расщеплениям в пучках дейтеронов Лоуренс получил много новых эффектных результатов. Классические эксперименты Резерфорда и Олифанта, в кото-

рых они бомбардировали выделенные изотопы лития протонами и дейтеронами, привели их к открытию ^3H, или трития, а также ^3He; этим самым было положено подлинное начало интенсивным поискам приложения термоядерных реакций к реализации многообещающих источников атомной энергии.

С самого начала своих исследований радиоактивности Резерфорд ясно сознавал широкие перспективы, которые открываются этими исследованиями во многих направлениях. В частности, он давно проявлял глубокий интерес к возможности оценки возраста Земли и выяснению причин, обусловливающих тепловое равновесие в земной коре. Если даже освобождение ядерной энергии для технических целей оставалось делом будущего, то большим удовлетворением для Резерфорда должно было быть выяснение совершенно неизвестного до того времени источника солнечной энергии; это объяснение стало возможным в результате развития начатых им работ и было достигнуто при его жизни.

XII

Когда мы окидываем взором жизнь Резерфорда, мы видим ее, конечно, на неповторимом фоне его научных достижений, открывших новую эпоху; вместе с тем наша память навсегда сохранит обаяние его личности. В предыдущих лекциях, посвященных памяти Резерфорда, некоторые из его ближайших сотрудников вспоминали о том вдохновляющем влиянии, которое оказывали на всех его энергия, энтузиазм и очарование его порывистой манеры действия. Несмотря на обширный и все время возрастающий объем научной и административной деятельности Резерфорда, в Кавендишской лаборатории царил тот же самый дух, который мы все так радостно ощущали в предыдущие манчестерские годы.

Очень точный очерк богатой событиями жизни Розерфорда, начиная с его детства и до последних дней, написан его старым другом еще монреальского периода, А. С. Ивом. Большое количество выдержек из поразительно большой переписки Резерфорда, приведенных в книге Ива, дает особенно яркое представление о взаимоотношениях Резерфорда со своими коллегами и учениками, рассеянными по всему свету. Ив не упустил также случая рассказать о некоторых забавных историях, которые непрерывно появлялись в связи с Резерфордом и на которые я ссылался в своем выступлении (воспроизведенным в книге Ива), когда Резерфорд во второй и последний раз посетил нас в Копенгагене в 1932 г.

Очень характерным для Резерфорда был благожелательный интерес, который он проявлял ко всем молодым физикам, с которыми ему приходилось долго или коротко иметь дело. Я очень хорошо помню подробности моей первой встречи с юным Робертом Оппенгеймером в кабинете Резерфорда в Кавендишской лаборатории; впоследствии нас с Оппенгей-

мером связывала очень тесная дружба. До того как Оппенгеймер появился в кабинете, Резерфорд, отличавшийся великолепной способностью угадывать талантливых людей, рассказал мне о богатом даровании молодого человека, который с течением времени завоевал себе выдающееся положение в научном мире Соединенных Штатов.

Все хорошо знают, что Оппенгеймер после недолгого пребывания в Кембридже во время своих занятий в Геттингене обратил внимание на явление прохождения частиц через потенциальный барьер, это явление послужило затем основой для объяснения α-распада Гамовым и другими.

Пробыв некоторое время в Копенгагене, Гамов в 1929 г. перебрался в Кембридж; здесь Резерфорд высоко ценил его многочисленные работы по интерпретации ядерных явлений и неизменно радовался необычному и тонкому юмору, который повседневно сопровождал Гамова и позже нашел свое выражение в его хорошо известных популярных книгах.

Среди многих молодых физиков, приехавших из-за границы и работавших в Кавендишской лаборатории, одной из наиболее колоритных фигур был Капица; его фантазия и талант инженера-физика вызывали у Резерфорда восхищение. Взаимоотношения между Резерфордом и Капицей были очень характерными для них обоих и были с самого начала до конца проникнуты глубокой взаимной любовью, несмотря на неизбежные резкие столкновения. Именно эти чувства были заложены в усилиях Резерфорда, направленных на поддержку работ Капицы после его возвращения в Россию в 1934 г.; со стороны Капицы они наиболее ярко выразились в письме, которое я получил от него после смерти Резерфорда.

Когда в начале тридцатых годов по инициативе Резерфорда в рамках Кавендишской лаборатории организовывалась новая Мондская лаборатория с целью осуществления некоторых обнадеживающих проектов Капицы. Капица хотел выразить свои чувства к Резерфорду в ее оформлении. Однако резной крокодил на внешней стене порождал комментарии, которые можно было умерить лишь ссылками на особенности русского фольклора, касающегося жизни животных. Кроме того, барельеф Резерфорда, великолепной работы Эрика Хилла, помещенный в холле, вызывал немалое недовольство многих друзей Резерфорда. Я должен сознаться, что, оказавшись в Кембридже, не смог разделить недовольства, и это настолько обрадовало Дирака и Капицу, что они подарили мне точную копию барельефа; помещенный над камином моего кабинета в Копенгагенском институте, этот барельеф с тех пор каждый день радует мой глаз.

Когда в знак признания его научных заслуг Резерфорд получил звание пэра, он сразу проявил живой интерес к своим новым обязанностям члена палаты лордов, однако прямота и простота его поведения нисколько не изменились. Я не могу вспомнить случая более резкого обращения Резерфорда со мной, чем случай на обеде в клубе Королевского общества; в разговоре с одним из его друзей я упомянул его в третьем лице как

лорда Резерфорда; он круто повернулся ко мне с гневным возгласом: «Вы величаете меня лордом?»

В течение почти двадцати лет, в течение которых Резерфорд, вплоть до самой смерти, работал с неуменьшающейся энергией в Кембридже, мы с женой были очень близки с ним и его семьей. Почти каждый год они радушно принимали нас в поселке Ньюгем в своем уютном домике, расположенном неподалеку от домов их старых друзей; около домика был разбит очаровательный сад, где отдыхал Резерфорд и уход за которым доставлял много радости Мэри Резерфорд. Мне вспоминаются многие тихие часы, проведенные в кабинете Резерфорда, когда разговор шел не только о новых перспективах физики, но и о других вопросах, касающихся самых разнообразных сторон человеческой деятельности. В этих разговорах никто никогда не пытался преувеличить интерес своих собственных речей, потому что Резерфорд, усталый после напряженного рабочего дня, почувствовав бесплодность разговора, просто засыпал. Тогда приходилось ждать, пока он не проснется и не возобновит беседу с прежней энергией, как будто бы ничего и не произошло.

По воскресеньям Резерфорд регулярно играл по утрам в гольф с некоторыми из своих близких приятелей, а вечером обедал в Тринити Колледж, где встречался со многими выдающимися учеными и с удовольствием вел беседы на самые разнообразные темы. Обладая ненасытным интересом ко всем проявлениям жизни, Резерфорд с большим уважением относился к своим ученым коллегам; однако мне вспоминается, как однажды, возвращаясь из Тринити, он заметил, что, по его мнению, представители так называемых гуманитарных наук заходят уж слишком далеко, когда гордятся своим полным неведением того, что происходит между моментом, когда нажимают кнопку у двери и моментом начала сигнала звонка.

Некоторые высказывания Резерфорда привели к ошибочному заключению о том, что он недооценивал значение математического аппарата для развития физики. Наоборот, по мере бурного развития той отрасли физики, изрядная часть основ которой была заложена им самим, Резерфорд часто выражал свое восхищение новыми теоретическими методами и даже проявлял интерес к философским вопросам квантовой теории. Мне особенно памятно, как в нашу последнюю встречу за несколько недель до его смерти он был захвачен новым подходом к биологическим и социальным проблемам с позиций дополнительности; с большим оживлением он обсуждал возможность опытного доказательства причин национальных традиций и предрассудков довольно необычным способом взаимообмена новорожденными между различными нациями.

Несколькими неделями позже, во время празднования двухсотлетия со дня рождения Гальвани, в Болонье, мы были потрясены известием о смерти Резерфорда. Я немедленно отправился в Англию, чтобы присут-

ствовать на похоронах. Совсем недавно я был здесь, видел Резерфорда, полного сил, бодрого как всегда, и вот теперь я снова встретился с Мэри Резерфорд при таких подлинно трагических обстоятельствах. Мы говорили с ней о замечательной жизни Эрнеста, на всем протяжении которой она была ему верным товарищем с их ранней юности, и о том, как для меня Резерфорд стал вторым отцом. В один из следующих дней Резерфорд был похоронен в Вестминстерском аббатстве, надалеко от саркофага Ньютона.

Резерфорд не дожил до того, чтобы увидеть величайшую техническую революцию, вызванную открытием атомного ядра, а также его другими фундаментальными исследованиями. Однако он всегда сознавал возрастающую ответственность ученых в связи с любым увеличением наших знаний и возможностей. Сегодня мы лицом к лицу столкнулись с самой серьезной угрозой всей нашей цивилизации, чтобы серьезно подумать о том, как предотвратить гибельное использование грозных сил, оказавшихся в руках человека, и о том, как превратить это величайшее достижение в нарастающее благосостояние всего человечества. Некоторые из нас, принимавшие участие в военных исследованиях, часто вспоминали Резерфорда и по мере своих сил пытались поступать так, как он, по нашему мнению, должен был бы поступить на нашем месте.

Память, которую оставил Резерфорд о себе, служит для всех, кто имел счастье близко знать его, неиссякаемым источником мужества и стойкости. Для новых поколений, которым в грядущие годы суждено продолжать изучение атомного мира, жизнь и деятельность этого великого исследователя всегда будет служить источником вдохновения.

87

СОЛЬВЕЕВСКИЕ КОНГРЕССЫ И РАЗВИТИЕ КВАНТОВОЙ ФИЗИКИ *

Серия конгрессов, которая началась ровно пятьдесят лет назад по дальновидной инициативе Эрнста Сольвея и продолжалась под руководством основанного им Международного института физики, представляла собой уникальную возможность для физиков обсуждать фундаментальные проблемы, которые находились в центре их внимания в различные периоды. В силу этого Сольвеевские конгрессы во многих отношениях стимулировали современное развитие физики.

Тщательная запись докладов и дискуссий по ним на каждом из этих конгрессов станет в будущем наиболее ценным источником информации для тех исследователей истории науки, которые захотят получить представление о том, как разрешались новые проблемы, возникшие в начале нашего века. Постепенное выяснение этих проблем благодаря объединенным усилиям целого поколения физиков в последующие десятилетия не только сильно расширило наше проникновение в атомистическую структуру материи, но даже привело к новым взглядам на понимание физического эксперимента.

Как одному из тех, кто в этот период участвовал в некоторых из Сольвеевских конгрессов и имел личный контакт со многими участниками самых первых из них, мне было приятно принять приглашение рассказать кое-что о той роли, которую играли эти дискуссии для выяснения проблем, стоявших перед нами. Рассказывая об этом, я буду стараться представить эти дискуссии на фоне того многостороннего развития, которое испытала физика за последние пятьдесят лет.

I

Сама тема первого Сольвеевского конгресса в 1911 г. — т е о р и я и з л у ч е н и я и к в а н т ы — указывает, что́ было основным предметом

* *The Solvay Meetings and the Development of Quantum Physics.* В кн.: La Theorie Quantique des Champs. New York, Interscience Publischers, 1962, p. 13—36. см. также: Niels B o h r. New York—London, Interscience Publishers, a division of John Willey & Sons, 1963.

дискуссий в те дни. Наиболее существенным успехом физики предыдущего столетия были, по-видимому, максвелловская электромагнитная теория, предложившая теперь широко известное объяснение явлений излучения, и статистическое толкование термодинамических принципов, вершиной которого явилось установление Больцманом связи между энтропией и вероятностью состояния сложной механической системы. Однако расчет спектрального распределения плотности излучения в замкнутой полости при тепловом равновесии обнаружил неожиданные трудности; особенно ярко подчеркнутые точнейшим анализом Рэлея.

Поворотный пункт в развитии был достигнут Планком в первом году нашего столетия, когда он открыл универсальный квант действия, обнаруживший черты целостности в атомных процессах, совершенно чуждые идеям классической физики и превосходящие доктрину древних о предельной делимости материи. На этом новом фоне Эйнштейн сразу подчеркнул явные парадоксы, связанные с любой попыткой детально описать взаимодействие между излучением и веществом; Эйнштейн не только привлек внимание к планковским идеям, использовав их при исследовании теплоемкости твердых тел при низких температурах, но в связи со своей оригинальной трактовкой фотоэлектрического эффекта ввел также идею о квантах света или фотонах как носителях энергии и импульса в элементарных процессах излучения.

Фактически введение представления о фотонах означало возрождение старой, времен Ньютона и Гюйгенса, дилеммы о корпускулярной или волновой структуре света, которая, казалось бы, была уже решена в пользу волновой структуры в результате развития электромагнитной теории излучения. Ситуация была весьма своеобразна, так как само определение энергии и импульса фотона через произведение планковской константы на частоту или же соответственно на волновое число непосредственно относится к характеристикам волновой картины. Таким образом, мы были поставлены перед некоторым, еще не встречавшимся типом соотношений дополнительности между различными фундаментальными понятиями классической физики. Изучение этих взаимоотношений выявило позже ограниченность области применимости детерминистического описания и потребовало существенно статистического подхода даже к самым элементарным атомным процессам.

Дискуссию на конгрессе открыл Лоренц. Он блестяще изложил аргументацию, основанную на классических идеях, ведущую к принципу равномерного распределения энергии по степеням свободы физической системы, включающей не только движение составляющих ее материальных частиц, но также и нормальные колебания электромагнитного поля, связанного с электрическим зарядом частиц. Эта аргументация, аналогичная рэлеевскому анализу теплового равновесного излучения, приводила, однако, к хорошо известному парадоксальному результату, согласно

которому никакое тепловое равновесие невозможно, так как вся энергия системы будет постепенно передаваться электромагнитным колебаниям все более высоких частот.

Казалось, что единственный путь согласования теории излучения с принципами обычной статистической механики был предложен Джинсом. Он состоял в том, что экспериментальные условия следует относить не к реальному равновесию, а к квазистационарному состоянию, в котором образование высокочастотного излучения ускользает от наблюдения. Свидетельством остроты трудностей в теории излучения было зачитанное на конгрессе письмо лорда Рэлея, в котором он советовал внимательно обсудить предложение Джинса. Однако вскоре при более тщательном рассмотрении выяснилось, что аргументы Джинса нельзя было поддержать.

Доклады и дискуссии на конгрессе были во многих отношениях просто великолепными. Так, после докладов Варбурга и Рубенса об экспериментальных наблюдениях, подтверждающих планковский закон теплового излучения, сам Планк изложил аргументы, которые привели его к открытию кванта действия. Обсуждая трудности согласования этой новой особенности с системой понятий классической физики, он подчеркнул, что существенным моментом было не введение новой гипотезы о кванте энергии, а, скорее, видоизменение самого понятия действия, и выразил убеждение, что принцип наименьшего действия, который сохранил свою силу также и в теории относительности, может оказаться путеводной нитью для дальнейшего развития квантовой теории.

В последующем докладе на конгрессе Эйнштейн подвел итоги многочисленным приложениям квантовой концепции и, в частности, рассмотрел основные аргументы, использованные в его объяснении аномалий теплоемкости при низких температурах. Обсуждение этих явлений содержалось в докладе Нернста, посвященном приложению квантовой теории к различным вопросам физики и химии; в этом докладе он специально рассмотрел свойства вещества при очень низких температурах. Чрезвычайно интересно вспомнить, как Нернст в своем докладе отметил, что хорошо известная теорема об энтропии при абсолютном нуле, важные приложения которой были найдены после 1906 г., оказались специальным случаем более общего закона, выведенного из теории квантов. Однако явление сверхпроводимости некоторых металлов при крайне низких температурах, об открытии которого доложил Камерлинг-Оннес, представляло хитрую загадку, объяснение которой было найдено лишь многие годы спустя.

Новую идею, получившую различное истолкование, представляла собой мысль Нернста о квантовании вращения молекул газа; со временем она получила превосходное подтверждение в измерениях тонкой структуры инфракрасных линий поглощения. Об аналогичном же применении квантовой теории было рассказано в докладе Ланжевена; ему удалось успешно развить теорию зависимости изменения магнитных свойств ве-

щества от температуры; в этом докладе Ланжевен специально остановился на идее магнетона, предложенного Вейсом для объяснения замечательных количественных соотношений между величинами элементарных магнитных моментов атомов, полученных из анализа его измерений. Как показал Ланжевен, значение магнетона, по крайней мере приближенно, могло быть вычислено из предположения, что электроны в атомах вращаются с моментом импульса, соответствующим планковскому кванту.

Другие смелые и эвристические попытки выявления квантовых особенностей в других свойствах вещества были описаны Зоммерфельдом, который подробно исследовал образование рентгеновых лучей с помощью быстрых электронов, а также рассмотрел проблемы, связанные с ионизацией атомов при фотоэффекте и электронных соударениях. Говоря о последних проблемах, Зоммерфельд обратил внимание на сходство некоторых своих рассуждений с рассуждениями, изложенными в последней статье Гааза; Гааз пытался применить квантовые идеи к электрону, связанному в атомной модели в виде равномерно положительно наэлектризованной сферы; эта модель подобна модели Дж. Дж. Томсона. При этом Гааз получил циклические частоты того же порядка величины, что и частоты оптических спектров. Что касается его собственных взглядов, — добавил Зоммерфельд, — то вместо того, чтобы пытаться вывести планковскую константу из некоторых рассуждений, он скорее принял бы существование кванта действия в качестве основы для решения любых вопросов, касающихся структуры атомов и молекул. На фоне современных тенденций развития физики ясно, что это высказывание и в самом деле оказалось почти пророческим.

Хотя во время конгресса, конечно, не могло быть и речи об исчерпывающей трактовке всех проблем, возникших в связи с открытием Планка, все же на конгрессе было достигнуто единодушное мнение, что для физической науки раскрылись новые огромные перспективы. Несмотря на то, что оказался необходимым радикальный пересмотр оснований для однозначного применения первичных физических понятий, всех ободряло то, что именно в эти годы была очень ярко продемонстрирована устойчивость физического фундамента благодаря новому триумфу классического подхода при определении свойств разреженных газов и использовании статистических флуктуаций для подсчета числа атомов. Соответствующие, подробно аргументированные доклады, посвященные этим достижениям, были сделаны на конгрессе Мартином Кнудсеном и Жаном Перреном.

Живое представление о дискуссиях на первом Сольвеевском конгрессе я получил от Резерфорда при встрече с ним в Манчестере, вскоре после его возвращения из Брюсселя. Однако, как я установил только спустя несколько месяцев при просмотре отчета о заседаниях, Резерфорд ничего не сообщил мне о том, что в ходе дискуссий на конгрессе не было упо-

мянуто самое новейшее событие, которому суждено было оказать столь глубокое влияние на последующее развитие, а именно, его собственное открытие атомного ядра. Действительно, обобщая весьма неожиданным образом данные о структуре атома, которая поддается истолкованию в простых механических понятиях, и в то же время обнаруживая неадекватность таких понятий для любых проблем устойчивости атомных систем, открытие Резерфорда должно было не только служить руководством, но и оставаться стимулирующим фактором на позднейших стадиях развития квантовой физики.

II

Следующий Сольвеевский конгресс в 1913 г. был посвящен проблеме строения вещества. Самой важной новой информацией на нем была информация об открытии дифракции рентгеновых лучей в кристаллах, сделанном Лауэ в 1912 г. Это открытие устранило все сомнения в том, что этому проникающему излучению следует приписать волновые свойства. Корпускулярные же черты этого излучения при его взаимодействии с веществом, как это особенно подчеркивал Уильям Брэгг, весьма выразительно иллюстрировалось на снимках в камере Вильсона, показывающих треки быстрых электронов, освобождаемых при поглощении излучения в газах. Как известно, открытие Лауэ явилось прямым толчком к блестящим исследованиям кристаллических структур Уильямом и Лоуренсом Брэггами, которые, анализируя отражение монохроматического излучения от различных сечений плоскопараллельных конфигураций атомов в кристаллической решетке, сумели определить как длину волны излучения, так и тип симметрии решетки.

Обсуждению этих вопросов, составивших главный предмет работы конгресса, предшествовал доклад Дж. Дж. Томсона, изложившего остроумные концепции, касающиеся электронной структуры атомов; с помощью этих концепций, не отступая от классических физических принципов, Томсон смог объяснить, по крайней мере качественно, многие общие свойства вещества. Это бросает свет на общие взгляды физиков, в то время еще не оценивших принципиального значения открытия Резерфордом ядерной структуры атома, которое было существенной основой для таких исследований. Единственное упоминание об этом открытии сделал сам Резерфорд, который в дискуссии, следовавшей за докладом Томсона, указал на достаточное количество и точность экспериментальных данных, подтверждающих ядерную модель атома.

Впрочем, за несколько месяцев до открытия конгресса была опубликована моя первая статья о квантовой теории строения атомов. В этой статье были сделаны первые попытки использовать атомную модель Резерфорда для объяснения характерных свойств элементов, зависящих

от связи электронов, окружающих ядро. Как уже отмечалось, этот вопрос представлял непреодолимые трудности, если рассматривать его с помощью обычных идей механики и электродинамики, согласно которым никакая система точечных зарядов не допускает устойчивого статического равновесия, а любое движение электронов вокруг ядра привело бы к рассеянию энергии посредством электромагнитного излучения, сопровождаемого быстрым сжатием электронных орбит до нейтральной системы гораздо меньшей величины, чем величина атомов, вычисленная из общих физических и химических данных. Поэтому такая ситуация приводила к мысли, что рассмотрение проблем устойчивости должно опираться непосредственно на особый характер атомных процессов, демонстрируемый открытием кванта действия.

Исходный пункт был подсказан эмпирическими закономерностями, обнаруженными в оптических спектрах элементов, которые, как это впервые установил Ридберг, могли быть выражены посредством комбинационного принципа, согласно которому частота любой спектральной линии может быть с большой точностью представлена в виде разности между двумя членами серии термов, характеризующих элемент. Отправляясь непосредственно от эйнштейновской трактовки фотоэффекта, можно было истолковать комбинационный закон как результат элементарного процесса, в котором атом, испуская или поглощая монохроматическое излучение, переходит из одного, так называемого стационарного, состояния атома в другое. Этот взгляд, позволивший отождествить произведение планковской константы на любой из спектральных термов с энергией связи электронов в соответствующем стационарном состоянии, приводил также к простому объяснению соотношения между линиями испускания и поглощения в спектральных сериях, весьма прихотливого на первый взгляд. Это объяснение состояло в том, что обычно мы имеем дело в первом случае с переходом из возбужденного состояния атома в некоторое состояние с более низким уровнем энергии, а в случае поглощения — с процессом перехода из основного состояния с наименьшей энергией к одному из возбужденных состояний.

Изображая такие состояния электронной системы условно в виде планетарных движений, подчиняющихся закону Кеплера, мы получаем возможность вывести константу Ридберга путем соответствующего сравнения с исходным планковским выражением для энергетических состояний гармонического осциллятора. Тесная связь с атомной моделью Резерфорда в не меньшей степени проявилась в простой связи между спектром водородного атома и спектром иона гелия; общность этих случаев обусловлена тем, что эти системы состоят из одного электрона, связанного с небольшим по размеру ядром, обладающим соответственно одним или двумя элементарными зарядами. В этой связи интересно напомнить, что как раз во время самого конгресса Мозли изучал высоко-

частотные спектры элементов методом Лауэ—Брэгга и уже нашел замечательно простые законы, которые не только позволили установить заряд ядра любого элемента, но даже дали первое прямое указание на оболочечную структуру электронной конфигурации в атоме, обусловливающую характерную периодичность, проявляющуюся в знаменитой таблице Менделеева.

III

Международное научное сотрудничество было прервано первой мировой войной и Сольвеевские конгрессы не возобновлялись до весны 1921 г. Очередной конгресс, посвященный теме: атомы и электроны, открыл Лоренц ярким обзором принципов классической электронной теории, которая, в частности, объяснила существенные черты зееман-эффекта, прямо указав на движение электронов в атоме как на причину появления спектров.

Следующим докладчиком был Резерфорд. Он подробно рассказал о многочисленных явлениях, которые к тому времени получили весьма убедительную интерпретацию на основе его атомной модели. Не говоря уже о непосредственном объяснении существенных черт радиоактивных превращений и наличия изотопов, предсказанных моделью, применение квантовой теории к электронной оболочке в атоме привело к значительным успехам. В частности, более полная классификация стационарных квантовых состояний, полученная с помощью инвариантов интегралов действия, привела в руках Зоммерфельда и его школы к объяснению многих деталей в структуре спектров, и в частности к объяснению эффекта Штарка, открытие которого определенно исключало возможность свести явление линейчатых спектров к гармоническим колебаниям электронов в атоме.

В последующие годы действительно стало возможно благодаря продолжавшемуся изучению высокочастотных и оптических спектров Зигбаном, Каталаном и другими прийти к подробной картине распределения электронов по оболочкам в основном состоянии атома, которая явно отражала черты периодичности в соответствии с таблицей Менделеева. Эти успехи связаны с выяснением некоторых существенных вопросов, таких, как принцип Паули о взаимном исключении эквивалентных квантовых состояний и открытие спина электрона, вызывающего нарушение центральной симметрии в состояниях электронной оболочки, необходимое для объяснения аномального эффекта Зеемана на основе атомной модели Резерфорда.

Пока эти теоретические идеи еще дозревали, на конгрессе были сделаны доклады о новых экспериментальных успехах, касающихся существенных особенностей взаимодействия между излучением и веществом.

Так, Морис де Бройль рассказал о некоторых из наиболее интересных эффектов, с которыми он столкнулся в своих экспериментах с рентгеновыми лучами; в частности, им была обнаружена связь между процессами поглощения и испускания, аналогичная той, которая имеет место в оптических спектрах. Кроме того, Милликен доложил о продолжении своих систематических исследований фотоэлектрического эффекта, которые, как это хорошо известно, привели к более точному экспериментальному определению планковской константы.

Фундаментальный вклад в обоснование квантовой теории был сделан еще во время войны Эйнштейном. Эйнштейн показал, как планковская формула излучения может быть просто выведена на основе того же самого предположения, которое оказалось весьма плодотворным для объяснения спектральных закономерностей и нашло убедительное подтверждение в известных опытах Франка и Герца по возбуждению атомов электронной бомбардировкой. Остроумная эйнштейновская формулировка общих вероятностных законов для спонтанных радиационных переходов между стационарными состояниями, а также для переходов, индуцированных излучением, и в равной мере его анализ сохранения энергии и импульса в процессах испускания и поглощения оказались основными для будущего развития квантовой теории.

Во время конгресса наметился успех в использовании общих аргументов для сохранения термодинамических принципов и асимптотического описания классических физических теорий в предельном случае, когда рассматриваемые действия достаточно велики, чтобы можно было пренебречь отдельным квантом. В первом аспекте Эренфест ввел принцип адиабатической инвариантности стационарных состояний. Этот принцип потребовал формулировки так называемого принципа соответствия, который сразу же оказался руководящим для качественного исследования различных атомных явлений; целью его введения было показать, что статистическое описание индивидуальных квантовых процессов является рациональным обобщением детерминистического описания классической физики.

В связи с этим я был приглашен сделать общий обзор новых достижений квантовой теории, но болезнь помешала мне принять участие в работе конгресса, и Эренфест любезно согласился изложить мою статью, к которой он добавил очень ясное резюме существенных моментов, касающихся аргументации принципа соответствия. Благодаря тому, что для Эренфеста характерен острый критический подход, наряду с дружеской поддержкой любого, даже самого скромного успеха, его изложение правильно отразило состояние наших идей в это время, так же как и ощущение того, что приближается решающий успех.

IV

Как много еще предстояло сделать прежде, чем могли быть развиты соответствующие методы для более исчерпывающего описания свойств вещества, стало ясно из дискуссии на следующем Сольвеевском конгрессе в 1924 г., посвященном проблеме проводимости металлов. Обзор тех возможностей, с помощью которых эта проблема могла бы быть рассмотрена на основе принципов классической физики, был дан Лоренцом. В серии известных работ он выяснил, к каким следствиям приводят предположения о том, что электроны в металлах ведут себя как газ, подчиняющийся максвелловскому закону распределения скоростей. Несмотря на то, что в начале такое рассмотрение имело успех, постепенно появился ряд сомнений относительно адекватности принятых гипотез. Эти трудности усугубились в ходе дискуссии на конгрессе, где доклады о новых экспериментальных исследованиях были сделаны такими специалистами, как Бриджмен, Камерлинг-Оннес, Розенгейм и Холл; теоретический аспект проблемы был изложен главным образом Ричардсоном, который попытался применить квантовую теорию, подобно тому как это делалось в атомных проблемах.

Однако уже в ходе конгресса стало совсем очевидным, что даже такое ограниченное использование механической картины, какое еще сохранялось принципом соответствия, нельзя было отстоять в случае более сложных проблем. Оглядываясь на то время, действительно интересно напомнить, что уже тогда стали появляться результаты, которые имели огромное значение для последующего развития. Так, в 1923 г. Артур Комптон обнаружил изменение частоты рентгеновских лучей при рассеянии на свободных электронах; как он сам, так и Дебай подчеркнули, что это открытие подтверждает эйнштейновскую концепцию фотонов, несмотря на возросшие трудности описания соотношения между процессами поглощения и испускания фотонов электронами тем простым способом, который был принят для интерпретации атомных спектров.

Однако в течение года эти проблемы были представлены в новом свете Луи де Бройлем, который удачно сопоставил движению частицы распространение волны; это сопоставление вскоре нашло блестящее подтверждение в экспериментах Дэвиссона и Джермера, а также Г. П. Томсона по дифракции электронов в кристаллах. Мне нет необходимости подробно напоминать о том, как оригинальная идея де Бройля стала в руках Шредингера основой для установления общего волнового уравнения, которое благодаря новым высоко развитым методам математической физики оказалось мощным инструментом исследования многообразных атомных проблем.

Как всем известно, в 1924 г. Крамерс положил начало другому подходу к фундаментальным проблемам квантовой физики; за месяц до

конгресса он успешно развил общую теорию рассеяния излучения атомными системами. Обращение к рассеянию всегда составляло существенную часть классического подхода к проблемам излучения; интересно напомнить, что сам Лоренц неоднократно обращал внимание на отсутствие такого ведущего принципа в квантовой теории. Однако опираясь на принцип соответствия, Крамерс показал, как эффект рассеяния мог бы быть поставлен в прямую связь с законами, сформулированными Эйнштейном для вероятностей спонтанного и индуцированного излучения в индивидуальном процессе.

Фактически оказалось, что в теорию рассеяния, развитую позже Крамерсом и Гейзенбергом, включались новые эффекты, вызванные возмущениями состояний атомных систем, обусловленными электромагнитными полями; именно здесь Гейзенберг нашел опору для развития формализма квантовой механики, из которого были уже полностью устранены ссылки на классическую картину, за исключением асимптотического соответствия. Благодаря работам Борна, Гейзенберга и Иордана, а также Дирака эта смелая и остроумная концепция привела вскоре к общей формулировке, в которой классические кинематические и динамические переменные были заменены символическими операторами, подчиняющимися некоммутативной алгебре; эта формулировка включала и планковскую константу.

Соотношение между подходами Гейзенберга и Шредингера к проблемам квантовой теории и исчерпывающее истолкование формализма теории вскоре были весьма убедительно выяснены Дираком и Иорданом с помощью канонических преобразований переменных, в духе оригинальной гамильтоновской трактовки классических проблем механики. В частности, такой анализ оказался полезным для выяснения очевидного контраста между принципом суперпозиции в волновой механике и постулатом об индивидуальности элементарных квантовых процессов. Дирак успешно применил эти соображения к проблемам электромагнитного поля и, используя амплитуды и фазы составляющих гармонических компонент в качестве сопряженных переменных, развил квантовую теорию излучения, в которую было естественно включено эйнштейновское понятие фотона. Все это революционное развитие должно было образовать фон для следующего конгресса, который был первым из Сольвеевских конгрессов, в работе которого я имел возможность участвовать.

V

Конгресс 1927 г., темой которого были электроны и фотоны, открылся докладами Лоуренса Брэгга и Артура Комптона о новых обширных экспериментальных исследованиях, относящихся к рассеянию высокочастотного излучения электронами. Это рассеяние оказалось

весьма различным в тех случаях, когда электроны прочно связаны в кристаллических структурах тяжелых веществ и когда они практически свободны в атомах легких газов. За этими докладами следовали весьма поучительные сообщения Луи де Бройля, Борна и Гейзенберга, а также Шредингера о больших успехах, касающихся последовательной формулировки квантовой теории, о чем я уже упоминал.

Главной темой дискуссии был отказ от наглядного детерминистического описания, обусловленный новыми методами. Особо рассматривался вопрос о том, насколько волновая механика предоставляла возможность менее радикального отхода от обычного физического описания по сравнению с теми приемами, которые применялись до тех пор при попытках решения парадоксов, возникавших с момента открытия кванта действия. Однако существенно статистический характер интерпретации физического опыта посредством волновой трактовки был ясен не только из успешной трактовки проблем столкновений Борном. Символический характер всей концепции, может быть, наиболее разительно проявился в необходимости замены обычного координатного трехмерного пространства представлением состояния системы из нескольких частиц в виде волновой функции в конфигурационном пространстве с числом координат, равным числу степеней свободы системы.

Последний пункт привлек особое внимание в дискуссии в связи с большим прогрессом в трактовке систем, состоящих из частиц с одинаковыми массой, зарядом и спином; в случае таких «тождественных» частиц было обнаружено ограниченное проявление той индивидуальности частицы, которая подразумевается в классической корпускулярной концепции. Указание на наличие таких новых черт поведения электронов содержалось уже в формулировке принципа исключения Паули. В связи с корпускулярной концепцией кванта излучения Бозе даже значительно раньше обратил внимание на возможность простого вывода формулы Планка для теплового излучения с помощью статистики, которая подразумевала отказ от пути, предложенного Больцманом для расчета числа состояний системы многих частиц, хотя адекватность этого пути была надежно доказана многочисленными приложениями классической статистической механики.

Решающий вклад в трактовку атомов, обладающих более чем одним электроном, был сделан еще в 1926 г. Гейзенбергом, объяснившим характерную двойственность спектра гелия, которая на протяжении многих лет оставалась одним из главных препятствий для квантовой теории атомной структуры. Исследуя свойства симметрии волновой функции в конфигурационном пространстве, и используя соображения, высказанные независимо Дираком и развитые затем Ферми, Гейзенберг показал, что стационарные состояния атомов гелия распадаются на два класса, соответствующие двум некомбинируемым между собой рядам спектраль-

ных термов, которые представляются симметричными и антисимметричными пространственными волновыми функциями, связанными соответственно с противоположными и параллельными ориентациями спинов электронов.

Едва ли нужно напоминать о том, как это замечательное достижение положило начало настоящей лавине новых результатов и как на протяжении года аналогичная трактовка Гайтлером и Лондоном электронной структуры молекулы водорода дала ключ к пониманию неполярных химических связей. Более того, аналогичные соображения о волновых функциях протонов вращающейся водородной молекулы привели к тому, что спин был приписан и протону, а в связи с этим — к пониманию того, что надо различать между орто- и пара-состояниями, что, как показал Деннисон, разъяснило таинственные до того времени аномалии в теплоемкостях водородного газа при низких температурах.

Высшим выражением этих результатов явилось признание двух семейств частиц, ныне называемых фермионами и бозонами. Таким образом, любое состояние системы, состоящей из частиц с полуцелым спином, вроде электронов или протонов, должно быть представлено волновой функцией, антисимметричной в том смысле, что она меняет свой знак, когда две частицы одного и того же рода взаимно обмениваются местами. Наоборот, для фотонов, которым согласно теории излучения Дирака должен быть приписан спин, равный единице, должна рассматриваться только симметричная волновая функция (так же как и для объектов с нулевым спином, вроде альфа-частиц).

Вскоре Мотт великолепно продемонстрировал применение этого результата, объяснив заметное отклонение от известной резерфордовской формулы рассеяния в случае столкновений между идентичными частицами, такими, как альфа-частицы и ядра гелия или протоны и водородные ядра. Такое применение математического аппарата фактически показало нам не только неадекватность орбитальной картины, но даже заставило отказаться от различения частиц. В самом деле, всякий раз, когда привычные идеи об индивидуальности частиц пытаются применять, устанавливая нахождение частиц в выделенной области пространства, это не оказывает никакого влияния на статистики Ферми—Дирака и Бозе—Эйнштейна в том смысле, что они все равно приводят к одному и тому же выражению для плотности вероятности частиц.

Всего лишь за несколько месяцев до конгресса Гейзенберг сделал наиболее важный вклад в разъяснение физического содержания квантовой механики, сформулировав так называемый принцип неопределенности, выражающий взаимное ограничение определения канонически сопряженных переменных. Это ограничение появляется не только как непосредственное следствие перестановочных соотношений между такими переменными, но оно также прямо отражает взаимодействие между системой,

над которой производится наблюдение, и измерительными приборами. Полное признание последнего утверждения, имеющего принципиальный характер, поднимает, однако, вопрос об области однозначного применения классических физических понятий при объяснении атомных явлений.

Чтобы открыть дискуссию по этим вопросам, меня просили сделать на конгрессе доклад по эпистемологическим проблемам, возникавшим в квантовой физике; я воспользовался удобным случаем, чтобы обсудить вопрос о подходящей терминологии и разъяснить точку зрения дополнительности. Главным аргументом было то, что однозначная информация о физических наблюдениях требует, чтобы описание экспериментального устройства, так же как и регистрация наблюдений, производилось обычным языком, разумным образом очищенном, в духе терминологии классической физики. Во всех реальных экспериментах это требование реализуется применением в качестве измерительных инструментов таких предметов, как диафрагмы, линзы, фотопластинки. Эти предметы настолько велики и тяжелы, что, несмотря на решающую роль кванта действия для их устойчивости и свойств, при определении их положения и движения можно пренебречь всеми квантовыми эффектами.

В области классической физики мы исходим из идеализации, согласно которой все явления могут быть произвольно подразделены, а взаимодействием между измерительными приборами и наблюдаемым объектом можно пренебречь или по крайней мере его можно скомпенсировать. В дискуссии на конгрессе было подчеркнуто, что в квантовой физике взаимодействие между наблюдаемым объектом и измерительным прибором представляет собой неразрывную часть явления, для которой не может быть дано самостоятельного описания, если назначение приборов состоит в определении условий, при которых получаются наблюдения. В этой связи следует также напомнить, что запись о наблюдении в конечном счете сводится к созданию устойчивых отметок на измерительных приборах, например пятен, возникших на фотопластинке при ударе фотона или электрона. То, что такая запись включает в себя существенно необратимые физические и химические процессы, не приводит к каким-либо усложнениям, а скорее подчеркивает, что элемент необратимости подразумевается в самом понятии наблюдения. Новая характерная черта квантовой физики состоит только в ограничении делимости явлений, для однозначного описания которых требуется указание существенных частей экспериментальной установки.

Поскольку в одной и той же установке, вообще говоря, можно получать различные индивидуальные результаты, обращение к статистике в квантовой физике в принципе неизбежно. Более того, наблюдения, полученные в различных условиях, исключающих их трактовку в единой картине, несмотря на кажущуюся несовместимость, должны рассматриваться как дополнительные в том смысле, что совместно они исчерпывают

всю строго определенную информацию об атомном объекте. С этой точки зрения задача математического аппарата квантовой теории состоит в том, чтобы определить математические ожидания для наблюдений, производимых в заданных экспериментальных условиях. В этой связи было указано, что разрешение всех противоречий обеспечивается математической согласованностью аппарата и исчерпывающим характером описания в той области, в которой он применим к любому воображаемому экспериментальному устройству.

По этим вопросам состоялась весьма оживленная дискуссия, которой руководил Лоренц с присущей ему откровенностью и сдержанностью, стремясь вести ее в плодотворном направлении. Большие трудности для согласованного обсуждения эпистемологических проблем создавала неясность терминологии. Эту ситуацию юмористически отразил Эренфест, выписав на доске цитату из библии, в которой описывалось смешение языков, нарушившее строительство Вавилонской башни.

Начавшийся на заседании обмен мнениями оживленно продолжался и по вечерам в небольших группах. Наиболее приятной для меня была возможность вести долгие беседы с Эйнштейном и Эренфестом. Эйнштейн принципиально возражал против отказа от детерминистического описания; он оспаривал наши аргументы, допуская возможность более точного учета взаимодействия между атомными объектами и измерительными приборами. Наши доводы, обосновывающие безнадежность этой перспективы, не убедили Эйнштейна, и он вновь вернулся к этой проблеме на следующем конгрессе. Однако эти дискуссии вызвали дальнейшие исследования проблем анализа и синтеза в квантовой физике, а также их аналогов в других областях человеческого знания, в которых обычная терминология привлекает внимание к условиям, при которых производится опыт.

VI

На конгрессе 1930 г. впервые председательствовал Ланжевен. Лоренца уже не было в живых. Ланжевен сказал несколько слов о потере, понесенной Сольвеевским институтом вследствие кончины Эрнста Сольвея, чья инициатива и великодушие позволили создать институт. Президент подробно обрисовал, как замечательно Лоренц руководил всеми предыдущими Сольвеевскими конгрессами и с какой огромной энергией продолжал он свои блестящие научные исследования до последних дней.

Темой конгресса были магнитные свойства вещества, для понимания которых сам Ланжевен сделал столь важный вклад и экспериментальное изучение которых значительно расширилось как раз в те годы, особенно благодаря исследованиям Вейсса и его школы.

Конгресс открылся докладом Зоммерфельда о магнетизме и спектроскопии; в этом докладе он, в частности, обсуждал те сведения о моменте импульса и магнитных моментах, которые были получены из исследований электронной структуры атомов, позволившей объяснить таблицу Менделеева. Что касается интересного пункта с своеобразной вариации магнитных моментов в семействе редкоземельных элементов, то Ван-Флек доложил о последних результатах и их теоретической интерпретации. Ферми сделал доклад о магнитных моментах атомных ядер, для которых, как это впервые подчеркнул Паули, следовало выяснить причину появления сверхтонкой структуры спектральных линий.

Общий обзор быстро возрастающих экспериментальных данных о магнитных свойствах вещества был сделан в докладах Кабреры и Вейсса, которые рассмотрели уравнение состояния ферромагнитных материалов, охватывающее скачкообразные изменения свойств таких веществ при определенных температурах, аналогичных точке Кюри. Несмотря на более ранние попытки установления связи таких эффектов, особенно путем введения Вейссом внутреннего магнитного поля, обусловливающего ферромагнитное состояние, ключ к пониманию этих явлений был найден лишь недавно Гейзенбергом. Гейзенберг провел оригинальное сопоставление упорядочения электронных спинов в ферромагнитных веществах с квантовой статистикой, управляющей свойствами симметрии волновых функций, ответственных за химическую связь в теории молекулярных соединений Гайтлера и Лондона.

Исчерпывающее изложение теоретической трактовки магнитных явлений было дано на конгрессе в докладе Паули. С характерной для него ясностью и умением выделить существенное он рассмотрел также проблемы, выдвинутые Дираком в его остроумной квантовой теории электрона. В этой теории предложенное Клейном и Гордоном релятивистское волновое уравнение было заменено системой уравнений первого порядка, допускающих естественное объединение спинового и магнитного момента электрона. В этой связи специально обсуждался вопрос о том, в какой мере можно рассматривать спиновый и магнитный моменты электрона как измеримые в том же смысле, что и масса и заряд электрона, определение которых покоится на рассмотрении явлений, полностью описываемых посредством классической терминологии. Однако всякое последовательное применение самого понятия спина, так же как и кванта действия, относится к явлениям, не поддающимся такому анализу, в частности понятие спина является абстракцией, допускающей обобщенную формулировку закона сохранения момента импульса. Эта ситуация подтверждается невозможностью измерения магнитного момента свободного электрона, о чем во всех подробностях говорилось в докладе Паули.

О перспективах, которые современное развитие экспериментальной техники раскрыло для дальнейших исследований магнитных явлений,

доложили на конгрессе Коттон и Капица. С помощью приборов, созданных Капицей, стало возможным создавать магнитные поля непревзойденной напряженности в ограниченных областях пространства и ограниченных интервалах времени. Коттон весьма искусно создал большие постоянные магниты, позволяющие получать поля, постоянство и занимаемый объем которых были больше того, что имелось до тех пор. В дополнение к докладу Коттона мадам Кюри обратила особое внимание на использование таких магнитов для исследования радиоактивных процессов, которые благодаря работе Розенблюма могли бы дать новые сведения, касающиеся тонкой структуры спектров альфа-излучения.

Хотя главной темой конгресса были явления магнетизма, интересно напомнить, что как раз в этому времени большой успех был достигнут в трактовке других свойств вещества. Так, многие из трудностей, препятствовавших пониманию электропроводности в металлах, столь остро ощущавшиеся на конгрессе 1924 г., к тому времени были уже преодолены. Уже в 1928 г. Зоммерфельд, заменив максвелловское распределение электронов по скоростям распределением Ферми, получил наиболее обнадеживающие результаты в этом направлении. Как хорошо известно, на этой основе, применяя соответствующим образом волновую механику, Блох успешно развил детализированную теорию проводимости металлов, объясняющую многие их особенности, и в частности зависимость явлений от температуры. Все же эта теория не могла объяснить сверхпроводимости, путь к пониманию которой был найден только в последние годы благодаря развитию тонких методов рассмотрения взаимодействий в системах многих тел. Такие методы оказались подходящими также и для объяснения недавно обнаруженных квантовых свойств сверхпроводящих токов.

Однако особое воспоминание от конгресса 1930 г. связано с тем, что он предоставил благоприятную возможность подвести итог дискуссии по эпистемологическим проблемам, обсуждавшимся на конгрессе 1927 г. В связи с этим Эйнштейн привел новые аргументы, с помощью которых он стремился опрокинуть принцип неопределенности, используя эквивалентность энергии и массы, вытекающую из теории относительности. Так, он высказал предположение, что возможно определить с любой точностью энергию периодически испускаемого импульса излучения путем взвешивания аппарата, содержащего часы, связанные с затвором, высвобождающим импульс. Однако при более внимательном анализе этот кажущийся парадокс находит свое решение в том, что гравитационное поле оказывает влияние на ход часов, на основе которого сам Эйнштейн предсказал когда-то красное смещение в спектральном распределении света, испускаемого массивными небесными телами. И все же эта проблема, наиболее выразительно подчеркнувшая необходимость ясного различения в квантовой физике между объектами и измерительными приборами, оставалась

на протяжении ряда лет предметом оживленных споров, особенно в философских кругах.

Этот конгресс, проходивший накануне того политического хода событий в Германии, которые вынудили Эйнштейна эмигрировать в Соединенные Штаты, был последним, в работе которого он принимал участие.

Незадолго перед следующим конгрессом, созванным в 1933 г., мы все были поражены известием о безвременной кончине Эренфеста. Его вдохновляющую роль в развитии физики в трогательных словах описал Ланжевен, когда мы собрались снова.

VII

Конгресс 1933 г., специально посвященный структуре и свойствам атомного ядра, был созван в то время, когда эта проблема находилась в стадии наиболее быстрого и богатого событиями развития. Конгресс был открыт докладом Кокрофта, в котором после краткого описания обширных наблюдений ядерных распадов при бомбардировке α-частицами (эти частицы исследовались в предыдущие года Резерфордом и его сотрудниками) он подробно рассказал о новых важных результатах, достигнутых бомбардировкой ядер протонами, ускоренными высоковольтными установками до огромных скоростей.

Как хорошо известно, первые эксперименты Кокрофта и Уолтона по получению быстрых α-частиц бомбардировкой ядер лития протонами впервые дали прямое подтверждение эйнштейновской формулы для общего соотношения между энергией и массой, которое в последующие годы служило неизменным руководством в ядерных исследованиях. Более того, Кокрофт указал, насколько точно измерения зависимости сечений от скоростей протонов подтверждали предсказания волновой механики, к которым пришел Гамов в связи с теорией спонтанного α-распада, развитой им и другими. В докладе, включающем в себя все известные в то время данные, касающиеся так называемого искусственного расщепления ядра, Кокрофт сравнивал также результаты экспериментов в Кембридже по протонной бомбардировке с результатами произведенных в Беркли экспериментов с дейтронами, ускоренными в циклотроне, только что сконструированном Лоуренсом.

Обсуждение следующей темы было начато Резерфордом. Выразив чувство большого удовлетворения, которое принесло ему новейшее развитие того, что он называл современной алхимией, Резерфорд сообщил о наиболее интересных результатах, которые он вместе с Олифантом только что получил путем бомбардировки лития протонами и дейтронами. Эти эксперименты принесли доказательство существования неизвестных до того времени изотопов водорода и гелия с атомными массами 3, свойства которых в наши годы привлекли столь большое внимание. Лоуренс,

весьма детально описавший конструкцию своего циклотрона, подробно доложил о самых последних исследованиях группы в Беркли.

Огромное значение имел другой результат — открытие Чэдвиком нейтрона. Это открытие самым драматическим образом подтвердило предвидение Резерфорда о тяжелых нейтральных составляющих атомного ядра. Чэдвик начал доклад с описания планомерного исследования аномалий в рассеянии альфа-излучения в Кембридже и закончил некоторыми соображениями о роли, которую играет нейтрон в структуре ядра, а также о его важной роли в возбуждении ядерных превращений. Еще до того как на конгрессе были обсуждены теоретические аспекты, связанные с открытием нейтрона, участникам было сообщено о другом важном успехе, а именно, о так называемой искусственной радиоактивности, которая создается контролируемым распадом ядер.

Сообщение об этом открытии, сделанном только за несколько месяцев перед конгрессом, было включено в доклад Фредерика Жолио и Ирен Кюри: этот доклад содержал обзор многих аспектов их плодотворных исследований, в которых были обнаружены процессы β-распада с испусканием как положительных, так и отрицательных электронов. В дискуссии, последовавшей за этим докладом, Блеккет изложил историю открытия позитрона Андерсоном и им самим при исследовании космических лучей и интерпретацию этого открытия в рамках релятивистской теории электрона Дирака. Фактически мы оказались перед началом новой стадии развития квантовой физики, имеющей дело с процессами рождения и аннигиляции материальных частиц, аналогичных процессам испускания и поглощения излучения, в которых рождаются и исчезают фотоны.

Как хорошо известно, исходным пунктом Дирака было утверждение, что его релятивистски инвариантная формулировка квантовой механики, примененная к электронам, содержала в себе, кроме вероятностей процессов перехода между обычными физическими состояниями, также и вероятности переходов из таких состояний в состояния с отрицательной энергией. Чтобы избежать такие нежелательные следствия, он выдвинул остроумную идею о так называемом дираковском фоне (море), в котором все состояния с отрицательной энергией заполнены в полном соответствии с принципом исключения эквивалентных стационарных состояний. В этой картине электроны рождаются парами; в каждой паре один электрон с обычным зарядом появляется из фона, в то время как другой с противоположным зарядом изображается «дыркой» в фоне. Как хорошо известно, эта концепция подвела нас к представлению об античастицах (т. е. о частицах с противоположным зарядом и с магнитным моментом, направленным обратно по отношению к направлению спина); наличие античастиц оказалось фундаментальным свойством вещества.

На конгрессе были обсуждены многие особенности радиоактивных процессов, а наиболее содержательный доклад был сделан Гамовым; это

был доклад об интерпретации спектров гамма-излучения, опирающейся на его теорию спонтанного и индуцированного альфа-излучения и протонной эмиссии и их связь с тонкой структурой спектров α-излучения. Особым пунктом, который горячо обсуждался, была проблема непрерывного спектра β-излучения. Исследования Эллиса по тепловому эффекту, производимому при поглощении испущенных электронов, казались просто несовместимыми с детальным балансом энергии и импульса в процессе β-распада. Более того, данные о спинах ядер, участвующих в процессе, казались противоречащими сохранению момента импульса. Чтобы избежать таких трудностей, Паули ввел смелую идею о том, что при β-распаде вместе с электронами испускается сильно проникающее излучение, состоящее из частиц с исчезающе малой массой покоя и полуцелым спином — из так называемых нейтрино; плодотворность этой идеи была доказана позже.

Вопрос о структуре и стабильности атомного ядра в целом рассматривался в очень важном докладе Гейзенберга. Исходя из принципа неопределенности он очень ясно почувствовал зыбкость предположения о том, что в пределах столь малой области, какую занимает атомное ядро, находятся столь легкие частицы, как электроны. Поэтому он сразу ухватился за открытие нейтрона, чтобы принять, что реальными составными частями ядра являются только протоны и нейтроны, и на этой основе дал объяснение многих свойств ядра. В частности, его модель подразумевала, что явление β-распада должно рассматриваться как доказательство рождения положительных или отрицательных электронов и нейтрино при высвобождении энергии, сопровождающем превращение нейтрона в протон, и наоборот. И в самом деле, вскоре после конгресса большой прогресс в этом направлении был достигнут Ферми; исходя из этих предположений, ставших в дальнейшем направляющими, Ферми развил последовательную теорию β-распада.

Центральной фигурой на Сольвеевском конгрессе 1933 г. был, конечно, Резерфорд, как всегда с необыкновенной энергией принимавший участие во многих дискуссиях. Этот конгресс оказался последним, в котором он участвовал. Он скончался в 1937 г. Его научная деятельность была на редкость плодотворной, и в истории физической науки трудно найти другой такой же пример.

VIII

Политические события, приведшие ко второй мировой войне, на многие годы нарушили регулярные сессии Сольвеевских конгрессов; они были возобновлены только в 1948 г. В те тревожные годы прогресс ядерной физики не ослабевал; он был даже доведен до практического использования колоссальной энергии, заключенной в атомном ядре. Хотя серьезные осложнения в связи с этим прогрессом были у каждого на уме,

никакого упоминания о них на конгрессе не было. Конгресс был посвящен проблеме элементарных частиц, — области, в которой появились новые перспективы благодаря открытию частиц с массой покоя, лежащей между массами электрона и нуклона. Как известно, существование таких частиц, мезонов, было уже предсказано Юкавой прежде, чем они были обнаружены в космическом излучении Андерсоном в 1937 г.; Юкава рассматривал их в качестве квантов полей с короткодействующими силами, которые возникают между нуклонами и весьма существенно отличаются от электромагнитных полей, изученных на ранней стадии развития квантовой физики.

Богатство этих новых аспектов проблемы частиц было как раз перед конгрессом раскрыто Пауэллом и его сотрудниками в Бристоле, которые систематически исследовали треки на фотопластинках, подвергавшихся действию космического излучения, а также изучали эффекты соударений нуклонов, обладающих высокой энергией, впервые полученных на гигантском циклотроне в Беркли. Действительно, выяснилось, что такие соударения непосредственно приводили к рождению так называемых π-мезонов, которые в последующем распаде с испусканием нейтрино превращаются в μ-мезоны. В противоположность π-мезонам, μ-мезоны, как было выяснено, не обнаруживают тенденции к сильной связи с нуклонами и самопроизвольно распадаются на электроны с излучением двух нейтрино. На конгрессе подробные доклады о новых экспериментальных данных сопровождались весьма интересными комментариями, которые касались многих сторон их теоретической интерпретации. Однако, несмотря на обнадеживающие успехи в различных направлениях, возникло общее убеждение, что физика стоит перед началом такого этапа, когда потребуются новые теоретические взгляды.

Особо обсуждался вопрос о том, как преодолеть трудности, связанные с появлением расходимостей в квантовой электродинамике, в частности, бросающиеся в глаза в вопросе о собственной энергии заряженных частиц. Попытки разрешения проблемы путем переформулировки классической электронной теории, фундаментальной для трактовки в духе принципа соответствия, явно терпели крах в силу того, что число сингулярностей зависит от вида квантовой статистики, которой подчиняются рассматриваемые частицы. Действительно, как впервые показал Вайскопф, сингулярности в квантовой электродинамике значительно снизились в случае фермионов, в то время как в случае бозонов собственная энергия расходится даже еще сильнее, чем в классической электродинамике, в рамках которой, как уже подчеркивалось в дискуссиях конгресса 1927 г., все различия квантовых статистик просто несущественны.

Несмотря на радикальный отход от наглядного детерминистического описания, к которому мы пришли, основные особенности обычных идей причинности сохраняются в духе принципа соответствия тем, что различ-

ным индивидуальным процессам приписывается суперпозиция волновых функций, определенных в области обычного пространства-времени. Однако возможность такой трактовки покоится, как это было подчеркнуто в ходе дискуссий, на сравнительно слабом взаимодействии между частицами и полями, которое выражается через малую безразмерную константу $\alpha = e^2/\hbar c$, позволяющую с высокой степенью точности различать между состоянием системы электронов и ее реакцией излучения при взаимодействии с электромагнитным полем. Что касается квантовой электродинамики, то как раз в это время она начала сильно развиваться благодаря работам Швингера и Томонаги, ведущим к так называемой процедуре перенормировки, содержащей в себе поправки того же порядка, что и α, особенно проявившиеся при открытии ламбовского сдвига.

Однако между нуклонами и пионными полями существует сильная связь и она препятствует адекватному применению простых аргументов в духе принципа соответствия, особенно при изучении процессов столкновений, в которых рождается большое число пионов; в этих случаях оказался необходимым отход от линейности в фундаментальных уравнениях; Гейзенберг предложил даже ввести элементарную длину, представляющую конечный предел пространственно-временной координации. С точки зрения наблюдения такие пределы могут быть тесно связаны с ограничениями, которые налагаются на пространственно-временные измерения атомной структурой аппаратуры. Не вступая, конечно, в противоречие с утверждением, что в любом строго определенном описании физического опыта невозможно точно учесть взаимодействие между атомным объектом, подлежащим исследованию, и средствами наблюдения, такая ситуация придала бы этой аргументации достаточный простор для логического охвата более глубоких закономерностей. Ко времени конгресса, однако, едва ли были предприняты какие бы то ни было попытки, в рамках которых в качестве условия согласованности всего этого направления пытались определить, например, константу связи α или же вывести другие безразмерные соотношения между массами элементарных частиц и константами связи. Тем временем все же искали путь дальнейшего развития в направлении изучения различных соотношений симметрии. И этот путь оправдал себя, что подтверждается быстрым успехом в открытии множества частиц, проявляющих столь неожиданные свойства, что они даже были охарактеризованы различной степенью «странности». Среди самых последних достижений можно вспомнить, как хорошо известно, большой успех смелого предложения Ли и Янга в 1957 г. об ограниченной сфере сохранения четности, подтвержденного прекрасными экспериментами г-жи Ву и ее сотрудников. Обнаружение спиральности нейтрино заново возбудило старый вопрос о различении между правым и левым в описании явлений природы. Однако эпистемологический парадокс в этом отношении удалось избежать установлением связи между

симметрией отражения в пространстве и времени и симметрией частиц и античастиц.

Сказанное нельзя, конечно, рассматривать как мое стремление такими беглыми замечаниями исчерпать проблемы, возникающие в период новых важных экспериментальных и теоретических открытий; они составят главную тему на предстоящем конгрессе, и все мы жаждем узнать о них от участников из более молодого поколения. И все же мы будем часто ощущать отсутствие наших покойных коллег и друзей — Крамерса, Паули и Шредингера, принимавших участие в конгрессе 1948 г., последнем из конгрессов, который я посетил. Мы сожалеем также и о том, что болезнь помешала Максу Борну присутствовать среди нас.

В заключение я хочу надеяться, что настоящий обзор некоторых черт исторического развития будет воспринят как выражение признательности Сольвеевскому институту, которому сообщество физиков многим обязано, и в равной степени как выражение тех надежд, которые мы все связываем с его будущей деятельностью.

КОММЕНТАРИИ

Комментарии составлены М. Э. Омельяновским (к статьям 34, 35, 43, 44, 47, 57, 71, 72, 77—80, 82), А. Я. Ильиным (к статьям 38, 52, 81, 83), С. И. Лариным (к статьям 37, 45, 48, 49, 53, 55, 56, 58—62, 65, 67), У. И. Франкфуртом и А. М. Френком (к статьям 28—33, 36, 39—42, 46, 50, 51, 54, 63, 64, 66, 68—70, 73—76, 84—87).

В качестве приложения к настоящему тому (стр. 648—650) помещена статья В. А. Фока «Квантовая физика и философские проблемы», представляющая собой дальнейшее развитие философской интерпретации квантовой механики. Статья может облегчить читателю понимание работ Бора, в которых были заложены физические основы правильного толкования этой теории.

Как и в I томе, цифры в квадратных скобках означают порядковые номера работ в библиографии, помещенной в настоящем томе, а цифры в круглый скобках — номера работ в настоящем издании.

28

Атомная теория и механика [41]

Статья представляет собой переработанное изложение доклада на VI скандинавском математическом конгрессе в Копенгагене 30 августа 1925 г. В текст статьи добавлен раздел, написанный под впечатлением появившихся после доклада статей Гейзенберга «О квантово-теоретическом истолковании кинематических и механических соотношений» [1] и Борна и Иордана «К квантовой механике» [2]. Статья Гейзенберга поступила в редакцию 29 июля 1925 г. и была опубликована в сентябрьском номере журнала, статья Борна и Иордана поступила 27 сентября и вышла в свет лишь в декабре, но Бор ознакомился с ней в рукописи (статья Бора появилась 5 декабря, дата поступления в редакцию не указана). Это был первый отклик Бора на идеи зарождавшейся квантовой механики. Основная идея Гейзенберга сформулирована в аннотации к его статье следующим образом: «В работе сделана попытка найти основу для квантово-теоретической механики, построенной исключительно на соотношениях между наблюдаемыми величинами». Знаменательна и аннотация к статье Борна и Иордана: «Предложенный недавно Гейзенбергом подход развивается (прежде всего для систем с одной степенью свободы) в систематическую теорию квантовой механики. Математическим аппаратом служит матричное исчисление. После краткого изложения основ этого исчисления из некоторого вариационного принципа выводятся механические уравнения и показывается, что, беря за основу квантовое условие Гейзенберга, можно получить закон сохранения энергии и боровское условие частот из уравнений механики. На примере ангармо-

[1] W. Heisenberg. Z. Phys., 1925, 33, 879.
[2] M. Born, P. Jordan. Z. Phys., 1925, 34, 858.

нического осциллятора обсуждается вопрос об однозначности решения и о значении фаз парциальных колебаний. В конце статьи делается попытка включить в новую теорию законы электромагнитного поля».

29

Вращающийся электрон и структура спектров [42]

Заметка Бора была опубликована сразу же за письмом Уленбека и Гаудсмита [1], в которой была выдвинута гипотеза спина электрона. Впервые эта гипотеза была ими опубликована в 1925 г. в статье под названием «Замена гипотезы немеханического «натяжения» требованием, относящимся к внутреннему поведению атома» [2]. Они указали на ряд трудностей, встречавшихся при попытках объяснения структуры спектров атомов, помещенных в магнитное поле. Еще в 1921 г. на возможность существования собственного вращения намекал Комптон [3], но он не связывал это вращение с особенностями эффекта Зеемана, и его идея не привлекла внимания. В январе 1925 г. подобную идею развивал Крониг, но, не встретив поддержки, не опубликовал свои результаты. Физики школы Бора предпочитали объяснять всю совокупность явлений, проявляющихся в тонкой структуре спектров и в расщеплении спектральных линий в магнитном поле, с помощью гипотезы Бора [34] о «немеханическом натяжении» как причине раздвоения термов. Паули [4] пытался приписать самому электрону четвертое квантовое число, но не указал смысла этой характеристики в модели атома. Уленбек и Гаудсмит уже в первой заметке сопоставили четырем квантовым числам четыре степени свободы электрона и выдвинули идею о внутреннем моменте количества движения и магнитном моменте, равным одному магнетону Бора, но не раскрыли связи последнего с орбитальным движением. Только после того как, пользуясь указаниями Эйнштейна, они вывели формулу для дублетного расщепления с множителем 2 и применили свою идею к спектру водорода, Бор, а за ним и другие, признали плодотворность гипотезы спина. В письме к Кронигу 26 марта 1926 г. Бор писал: «Когда я приехал в Лейден на торжества, посвященные Лоренцу (декабрь 1925 г.), Эйнштейн спросил меня сразу как только я его увидел, что я думаю о вращающемся электроне. На мой вопрос о причине взаимодействия направления спина с орбитальным движением он ответил, что это взаимодействие является непосредственным следствием теории относительности. Его замечания были для меня полным откровением, и с тех пор я никогда не сомневался, что нашим затруднениям пришел конец» [5]. В 1926 г. Гейзенберг и Иордан [6] включили спин в общую схему квантовой механики и показали, что полученные таким образом результаты по эффекту Зеемана и тонкой структуре спектров хорошо согласуются с данными эксперимента. Последовательное включение понятия спина в формальный аппарат нерелятивистской квантовой механики было осуществлено Паули [7]. В 1927 г. Дирак выяснил связь между спином и статистикой. В действительности спин частиц — релятивистский эффект, находящий свое объяснение в релятивистской квантовой механике Дирака [8].

[1] G. E. Uhlenbeck, S. Goudsmit. Nature, 1926, **117**, 264.
[2] G. E. Uhlenbeck, S. Goudsmit. Naturwiss., 1925, **13**, 953.
[3] A. Compton. J. Franklin Inst., 1921, **192**, 145.
[4] W. Pauli. Z. Phys., 1925, **31**, 765.
[5] Цит. по статье: Б. Ван дер Варден. Принцип запрета и спин. В кн.: Теоретическая физика XX века. М., ИЛ, 1962, стр. 248.
[6] W. Heisenberg, P. Jordan. Z. Phys., 1926, **37**, 263.
[7] W. Pauli. Z. Phys., 1927, **43**, 601.
[8] P. A. M. Dirac. Proc. Roy. Soc., 1928, **A117**, 610; **A118**, 351.

30

Сэр Эрнест Резерфорд [43]

Эрнест Резерфорд (1871—1937) — выдающийся английский физик. Родился в Новой Зеландии; там же окончил университет. В 1894—1897 гг. работал в Кавендишской лаборатории в Кембридже под руководством Дж. Дж. Томсона. В 1897—1907 гг. руководил кафедрой физики в Монреальском университете, в 1907—1919 — в Манчестерском университете. В 1919 г. заменил Томсона на посту директора Кавендишской лаборатории. Ему принадлежат многочисленные, ставшие классическими, работы по атомной и ядерной физике. Его учениками были многие, ставшие впоследствии знаменитыми, физики: Мозли, Чэдвик, Кокрофт, Олифант, Гейгер, Марсден, Ган, Капица, Харитон. Бор познакомился с Резерфордом в ноябре 1911 г. и стажировался у него в Манчестере с марта по июль 1912 г. Именно в это время у него возникла мысль о применении квантовой гипотезы Планка к модели атома Резерфорда. В 1914—1916 гг. Бор работал в должности доцента в Манчестере на кафедре, возглавлявшейся Резерфордом. Об отношениях между ними и влиянии Резерфорда на ход его научных исследований Бор писал в [69], [138].

31

К семидесятилетию Дж. Дж. Томсона [44]

Джозеф Джон Томсон (1856—1940) — знаменитый английский физик, член Лондонского королевского общества, лауреат Нобелевской премии. Родился вблизи Манчестера, образование получил в Манчестере и Кембридже. С 1884 г. — профессор экспериментальной физики в Кембридже и директор знаменитой Кавендишской лаборатории. Ему принадлежат выдающиеся работы в различных областях физики: измерение удельного заряда катодных частиц, с чем была связана его гипотеза о существовании электрона и ее экспериментальное подтверждение; объяснение природы сплошного рентгеновского спектра; разработка теории движения электрона в электрическом и магнитном полях и создание на ее основе метода исследования изотопов; изучение многих особенностей электрического разряда в газах. Является одним из основоположников электронной теории металлов. Томсон построил одну из первых моделей атома, модель связанного электрона. Бор в качестве стипендиата Карлсбергского фонда стажировался у Томсона в Кавендишской лаборатории с сентября 1911 по март 1912 г.

32

Квантовый постулат и новейшее развитие атомной теории [46]

Доклад, прочитанный 16 сентября 1927 г. в Комо на международном физическом конгрессе, посвященном памяти А. Вольта. Это же название носил и доклад Бора на V Сольвеевском конгрессе, состоявшемся 24—29 октября 1927 г. В текст журнальной статьи, опубликованной в 1928 г., были внесены некоторые дополнения. Конгресс в Комо был созван по случаю столетия со дня смерти выдающегося итальянского физика Вольта. На нем присутствовало большинство ведущих физиков: Лоренц, Резерфорд, Планк, Зоммерфельд, Дебай, Борн, Лауэ, Гейзенберг, Штерн, Франк, Милликен, Комптон, Паули, Вентцель, Ланде, Ферми и др. Советский Союз представляли П. П. Лазарев и Я. И. Френкель. Ввиду важности обсуждавшихся проблем, связанных с новейшими успехами атомной физики, Бору была предоставлена четырехкратная норма времени (1 час), а дискуссия по его докладу заняла всю заключительную часть конгресса. Если к середине 1926 г. математический аппарат

квантовой механики был в основном построен и с его помощью были решены многие задачи, то физический смысл новой теории оставался еще неясным. В своем докладе Бор выдвинул концепцию дополнительности как основы для интерпретации квантовой механики. Основная дискуссия развернулась вокруг его тезиса, что «как бы далеко не выходили явления за рамки классического физического объяснения, все опытные данные должны описываться при помощи классических понятий».

На Сольвеевском конгрессе присутствовали Лоренц, М. Кюри, Эйнштейн, Ланжевен, Бор, Борн, Брэгг, Л. Бриллюэн, Л. де Бройль, Комптон, Дебай, Дирак, Эренфест, Гейзенберг, Крамерс, Паули, Планк, Шредингер. Тема конгресса была «Электроны и фотоны», но основная дискуссия развернулась по вопросу об интерпретации квантовой механики. Особенно резкой критике выдвинутая Бором точка зрения подверглась со стороны Эйнштейна. Бору удалось объяснить все выдвинутые Эйнштейном в качестве возражения мысленные эксперименты. Глубокий анализ этой дискуссии был дан Бором в работе [72].

В 1929 г. Бор написал статью «Атом» для четырнадцатого издания Британской энциклопедии[1]. В первой части статьи излагалась так называемая старая квантовая теория строения атома в той форме, которую она приняла к 1925 году. Последняя часть была посвящена развитию теории после появления знаменитых работ Гейзенберга и Шредингера. Статья перепечатывалась без изменений в последующих изданиях; лишь в 1955 г. Э. Р. Пек внес некоторые изменения в первую часть, оставив без изменения вторую. Эта часть представляет несомненный исторический интерес как свидетельство отношения Бора к квантовой механике в первые годы ее развития. Поэтому приводим перевод этой части полностью.

«*Современные достижения.* Такова в общих чертах теория атома и его строения, какой она была в 1925 г. (Имеется в виду первая часть статьи. — *Ред.*). С тех пор произошло заметное развитие теории строения атома благодаря установлению рациональных квантово-теоретических методов, позволивших провести количественное рассмотрение таких задач атомной физики, к которым раньше можно было применить лишь рассуждения скорее качественного характера. Два источника послужили началом развития этих методов. С одной стороны — формальная процедура «квантовой механики», основанной Гейзенбергом и развитой, благодаря сотрудничеству нескольких замечательных физиков, в систему, которая по своей общности и последовательности может быть сравнима с классической механикой. С другой стороны — новые мощные и плодотворные идеи «волновой механики», развитой Э. Шредингером; исходным пунктом для него послужила пионерская работа Л. де Бройля. В последней используется аналогия между оптикой и механикой, на которую уже давно указал У. Р. Гамильтон. Согласно де Бройлю, движение материальной частицы сопоставимо с распространением цуга волн, частота которых задана общим квантовым соотношением $E=h\nu$, где E — кинетическая энергия частицы, вычисленная на основе формул теории относительности. Фактически эта точка зрения может рассматриваться как инверсия тех соображений, с помощью которых Эйнштейн пришел к гипотезе, что переносчиками света нужно считать не волны, а частицы — так называемые световые кванты, — обладающие энергией $h\nu$, сконцентрированной в очень малом объеме. Несмотря на необходимость волновых представлений для понимания обычных оптических опытов, гипотеза Эйнштейна оказалась очень плодотворной при объяснении некоторых важных явлений, например, открытого Комптоном эффекта из-

[1] Encyclopedia Britannica. 14th Ed., v. II, London, 1929, 642.

менения частоты рентгеновских лучей при их рассеянии на электронах. Точка зрения де Бройля, как бы она ни была чужда классическим воззрениям, получила замечательное подтверждение в открытии Дэвиссоном и Джермером селективного отражения электронов от металлических кристаллов. Действительно, в их опытах электроны проявляли себя как волны, обладающие длиной, предсказанной квантовой теорией.

Первым указанием на важность идеи волны в решении проблемы строения атома была мысль де Бройля, что стационарные состояния атома могут быть интерпретированы как результат интерференции волн, ассоциированных со связанным электроном. Но реального успеха в этом направлении впервые добился Шредингер, которому удалось заменить классические уравнения движения частиц в атоме некоторым дифференциальным уравнением, подобным известному уравнению теории упругих колебаний твердых тел. Как известно из акустики, любое такое колебание может быть разложено на некоторое число чисто гармонических компонент, представляющих основные тоны музыкального инструмента. Было найдено, что «характеристические решения» волнового уравнения Шредингера, соответствующие таким чисто гармоническим колебаниям, дают детальное истолкование свойств стационарных состояний. Прежде всего оказалось, что значения энергии, появляющиеся в квантовой теории спектров, получаются умножением частоты характеристических колебаний на постоянную Планка. Затем Шредингеру удалось связать решение своего волнового уравнения с непрерывным распределением электрического заряда и тока; в применении к характеристическому колебанию оно представляет электростатические и магнитные свойства атома в соответствующем стационарном состоянии.

Этот выдающийся результат проложил путь к возобновлению дискуссии относительно физической природы ингредиентов атома. В пользу взглядов Шредингера говорит то обстоятельство, что идея волны дает реальную картину атома путем прямого применения методов классической физики. С его точки зрения волновая механика представляет собой естественное обобщение классической механики материальных частиц, к которой она относится так, как современная оптика, базирующаяся на основных уравнениях электродинамики, относится к более примитивной геометрической оптике, использующей понятие световых лучей. Но на самом деле оказалось, что ситуация намного сложнее. Учитывая сильный контраст между идеями квантовой теории и фундаментальными принципами классической физики, вряд ли можно надеяться, что мы будем в состоянии отчетливо представлять себе атомные явления с помощью классических идей. В дилемме, касающейся природы света и простейших составных частей вещества, мы видим общую черту, присущую квантово-теоретическому описанию. В самом деле, волновые и корпускулярные идеи в равной мере необходимы, если мы хотим дать полное описание опыта. Положение прояснилось, когда были развиты формальные методы квантовой механики, в которой была установлена тесная связь между соображениями соответствия и работой Шредингера. Как только принят правильный взгляд на особенности обсуждаемого дуализма, квантовая теория, как бы она ни была непривычной, может рассматриваться как естественное развитие обычного описания физических явлений.

В проблеме строения атома мы встречаемся с впечатляющим примером указанного дуализма. Несмотря на замечательную силу шредингеровской волновой функции при описании свойств стационарных состояний, она все же не смогла объяснить необычную стабильность этих состояний, что весьма существенно при интерпретации атомных явлений. Действительно, мы здесь имеем дело с весьма характерной чертой — дискретностью, или вернее «индивидуальностью», — которая как раз и отдаляет квантовую механику от идей классической физики, и в которой мы имеем, возможно, наиболее убедительный пример существования самих индивидуальных частиц. Кроме того, дуализм квантовой теории приводит к выводу,

что использование идеи стационарных состояний исключает возможность одновременного прослеживания поведения отдельной частицы в атоме. Эта ситуация находит адекватное отражение в характеристических колебаниях, получаемых при решении задачи Шредингера. В этой задаче мы фактически имеем дело не с тремя измерениями, как при обычном пространственном описании, а с числом измерений, равным числу всех степеней свободы атома. Этот факт нашел важное применение при интерпретации некоторой необычной дублетности в структуре спектра, особенно заметной для гелия. Эта дублетность, остававшаяся долгое время непонятной, была объяснена Гейзенбергом, который показал, что здесь мы имеем дело с эффектом взаимодействия между электронами в атоме. Это взаимодействие полностью соответствует классической резонансной задаче, но оно не может быть учтено простым приемом, при котором поведение отдельных электронов характеризуется квантовыми числами. То, что этот прием нашел свое оправдание в многочисленных применениях, связано с малостью, в общем, резонансного эффекта, поскольку влияние различных электронов друг на друга с хорошим приближением может апроксимироваться полем консервативных центральных сил.

Здесь трудно дать нечто большее, чем беглое описание того богатства деталей, касающихся физических и химических свойств элементов, которое было выяснено с помощью новых методов квантовой теории. Нужно отметить, что важный вклад, внесенный Смитом и Стонером в интерпретацию периодической таблицы элементов, может быть связан с так называемым принципом исключения Паули и идеей магнитного электрона. Кроме того, изучение тонкой структуры полосатых спектров привело к выводу, что протон, т. е. ядро атома водорода, также обладает механическим и магнитным моментами. Дираком даже был предпринят успешный анализ фундаментальной проблемы о происхождении так называемого спина электрона. Эта работа открывает совершенно новые перспективы.»

33

Зоммерфельд и теория атома [47]

Арнольд Иоганн Вильгельм Зоммерфельд (1868—1951) был одним из наиболее выдающихся физиков периода перехода от классической к современной физике. Родился в Кенигсберге, образование получил там же. Его первые работы полностью основаны на концепциях науки XIX века, но он был одним из первых физиков старшего поколения, полностью признавших правильность и плодотворность идей теории относительности и квантовой механики, и внес существенный вклад в их развитие. Под влиянием знаменитой работы Бора [5] Зоммерфельд заинтересовался проблемами квантовой теории строения атома и спектров; этими проблемами он успешно занимался многие годы. Он ввел в рассмотрение эллиптические орбиты, характеризуемые двумя квантовыми числами, дал теорию тонкой структуры спектров, развил методы для построения теории многократно периодических систем, ввел понятие пространственного квантования, подтвердившееся в опытах Штерна и Герлаха. Квантовые условия Зоммерфельда, примененные им отдельно к различным степеням свободы системы, позволили применить квантовую теорию даже в ее старой формулировке к исследованию тончайших деталей движения электронов. Его книга «Строение атома и спектры», написанная в 1919 г. и многократно переиздававшаяся с учетом новых достижений науки, на протяжении полувека служила и продолжает служить своеобразной энциклопедией для всех работающих в этой области. Зоммерфельд создал блестящую школу физиков-теоретиков, из которой вышли многие видные ученые (Гейзенберг, Паули, Полинг, Дебай, Бете, Гайтлер, Кондон, Раби, Эпштейн, Хёнль, Бриллюэн и др.).

34

Квант действия и описание природы [49]

35

Теория атома и принципы описания природы [51]

В этих ранних работах Бора, вышедших в свет в то время (1929—1930), когда уже были сформулированы основные принципы интерпретации квантовой механики, кратко рассматриваются по существу все важнейшие философские проблемы этой теории в духе концепции дополнительности, выдвинутой Бором. Квантовая механика как логически завершенная теория сформировалась в страстных философских дискуссиях (1925—1928 гг.) и это обстоятельство позволяет уяснить, почему Бору философские основания квантовой механики представляются определившимися со времени ее построения. Однако и в дальнейшем, вплоть до конца своей жизни, Бор возвращался к философским вопросам квантовой механики, уточняя применяемую им терминологию и совершенствуя свою аргументацию в общении с другими физиками, принимавшими существенное участие в создании и развитии квантовой теории (Гейзенберг, Шредингер, Эйнштейн, Борн, Паули).

Бор в «Предисловии» и «Введении» к сборнику его статей за 25 лет под названием «Атомная физика и человеческое познание»[1] делит эти статьи на ряд групп и говорит об уточненной терминологии в последней группе статей (написанных после 1955 г.). Он указывает также, что в статьях сборника логическая формулировка подхода к философским проблемам атомной физики, охарактеризованного понятием дополнительности, развита дальше и ему дается более широкое применение, чем в предшествующих работах.

Эти указания Бора существенны с точки зрения эволюции его философских воззрений, которая явственно выступает при исследовании его работ. При одинаковости позиции Бора в понимании квантовой механики — позиция эта неизменно связана с идеей дополнительности, — сравнивая его более ранние работы с более поздними, можно увидеть постепенное уточнение фигурирующих в них формулировок с устранением из них всего того, что могло бы быть истолковано в духе идеализма и позитивизма. Статья «Дискуссии с Эйнштейном о проблемах теории познания в атомной физике» (1949) является в этом отношении своего рода водоразделом.

Круг философских вопросов, постоянно привлекавших внимание Бора, обширен. К ним, кроме концепции дополнительности, относятся: проблема причинности, вопросы о наблюдении и измерении, о субъекте и объекте (измерительном приборе и объекте), физической реальности, о так называемом «неконтролируемом взаимодействии», о связи физики и биологии в плане идеи дополнительности и некоторые другие (не считая больших социальных проблем современности).

Н. Бор принадлежал к тем естествоиспытателям несоциалистического мира, по мнению которых общие концепции неклассической физики определяют существо философии современного естествознания. Эта философия, как они полагают, не является ни материализмом, ни идеализмом, ни позитивизмом, хотя включает в себя элементы всех указанных систем[2].

В такого рода взглядах явственно ощущается неудовлетворенность этих

[1] Русский перевод этого сборника вышел в 1961 г. (Москва, ИЛ). Предисловие к английскому оригиналу датировано августом 1957 г.

[2] См. об этом: В. Гейзенберг. Развитие интерпретации квантовой теории, в сб. «Нильс Бор и развитие физики», М., 1958, стр. 28; M. Born. Symbol und Wirklichkeit, «Phys. Bl.» 1964, H. 12, 1965, H. 2, H. 3.

естествоиспытателей идеалистической и метафизической философией в ее применении к проблемам науки и вместе с тем дает о себе знать их недостаточное знакомство с диалектическим материализмом, который многие из них фактически не отличают от материализма механического.

Здесь нет необходимости углубляться в обоснование того, что единственно верной философией современного естествознания является диалектический материализм [1]. Это определяется самой логикой науки, все более укрепляющейся связью современного естествознания и диалектического материализма, развитием диалектического материализма.

Анализ работ Бора, которые помещены в настоящем издании, показывает, что эволюция его философских воззрений неуклонно шла в направлении материализма и диалектики.

36

Максвелл и современная теоретическая физика [53]

Доклад прочитанный в Кембридже 1 октября 1931 г. по случаю празднования столетия со дня рождения Максвелла.

Джемс Клерк Максвелл (1831—1879) — выдающийся английский физик. Родился в Эдинбурге, образование получил в Эдинбурге и Кебридже. Был профессором колледжа в Абердине, затем в лондонском Королевском институте, с 1871 г. — профессор экспериментальной физики в Кембридже и директор Кавендишской лаборатории. Создатель теории электромагнитного поля и электромагнитной теории света, один из основоположников кинетической теории газов. Ему принадлежат работы по теории цветного зрения, исследованию устойчивости кольца Сатурна.

В статьях, написанных по случаю столетия со дня рождения Максвелла, Планк [2], Эйнштейн [3] и Бор выделяют разные стороны влияния творчества Максвелла на современную физику. Планк, подробно проанализировав работы по теории поля и кинетической теории, отмечает то обстоятельство, что именно после этих работ все яснее стали обособляться два противоположных подхода: физика дискретных частиц и физика континуума. Эйнштейн пишет, что программа Максвелла — описание реальности полями, удовлетворяющими дифференциальным уравнениям, не содержащим сингулярностей, — еще не выполнена, но развитие современной физики не лишает нас надежды на возможность ее выполнения. Бор же, анализируя влияние максвелловской электродинамики на эволюцию атомной физики, подчеркивает, что хотя по мере развития наших знаний о микромире выявлялась ограниченность классической механики и классической электродинамики, единственным путем дальнейшего продвижения в этой области является сохранение возможно более близкого контакта с классическими идеями Ньютона и Максвелла.

37

Химия и квантовая теория атома [54]

Статья представляет собой переработанное и несколько дополненное изложение Фарадеевской лекции, прочитанной 8 мая 1930 г. в лондонском Химическом обществе.

---

[1] См. кн.: «Ленин и современное естествознание». М., «Мысль», 1969.

[2] М. Планк. Джемс Клерк Максвелл и его значение для теоретической физики в Германии. В кн.: Дж. К. Максвелл. Статьи и речи. М., «Наука», 1968, стр. 231—242.

[3] А. Эйнштейн. Влияние Максвелла на развитие представлений о физической реальности. Там же, стр. 243—247. См. также: А. Эйнштейн. Собр. научн. трудов, т. 4, М., 1967, стр. 136.

В статье дается исторический обзор развития атомной физики, включая развитие представлений о строении атома, квантовой теории атома и периодической системы элементов, квантовой механики. Особое внимание уделяется состоянию квантовомеханической теории атома к 1931 г.

В лекции и статье Бор впервые обращается к проблеме структуры атомного ядра. Состояние этой новой для того времени проблемы излагается в рамках представлений о ядре, как системе протонов и электронов (статья была напечатана за несколько месяцев до открытия нейтрона). Отмечая трудности такой концепции, в частности в отношении статистики, спина и размеров ядер, а также трудности в интерпретации β-спектров, существовавшие до гипотезы Паули об испускании нейтрино при β-распаде и создания Ферми теории β-распада, Бор высказывает мнение о недостаточности квантовой механики, по крайней мере, в применении к внутриядерным электронам.

38

Свет и жизнь [56]

Доклад, прочитанный Бором в 1932 г., представляет собой одно из первых выступлений ученого, посвященных обсуждению проблем биологии в свете достижений атомной физики. Признавая методологический принцип, согласно которому «самое существо научного объяснения состоит в разложении более сложных явлений на более простые», Бор подчеркивает, что «само существование жизни должно в биологии рассматриваться как элементарный факт», подобно кванту действия в атомной физике.

Значение развития атомной физики для биологии заключается в выявлении «существенной ограниченности механистического описания явлений природы». Бор полагает, что фундаментальные особенности живых организмов надо искать в их своеобразной организации, в которой свойства, поддающиеся анализу на основе обычной механики, переплетаются с типично атомными чертами.

Такая характеристика биологической организации не выявляет еще ее специфики; однако примечательно то обстоятельство, что мысль Бора направлена на поиски естественных факторов, определяющих своеобразие организации живых организмов.

Бор приближается здесь к пониманию принципиальной недостаточности дилеммы «механицизм или витализм». Особенность биологического исследования, в отличие от физического, состоит в необходимости сочетать «применимость чисто физических идей к живым организмам» с таким биологическим понятием, как понятие цели. Говоря о «телеологической аргументации», Бор имеет в виду признание объективного характера целесообразности в жизненных процессах.

39

К вопросу об измеримости электромагнитного поля [57]

Вопросу измеримости поля и заряда посвящена также статья 73. Эти работы Бора и Розенфельда сыграли важную роль в развитии квантовой электродинамики, способствовали разрешению кажущихся парадоксов в вопросах измеримости компонент поля и заряда-тока.

40

О методе соответствия в теории электрона [58]

Статья составлена на основании общих замечаний во время дискуссии по докладу П. А. М. Дирака «Теория позитрона» на VII Сольвеевском конгрессе, состоявшемся 24—29 октября 1933 г. в Брюсселе. Тема конгресса была «Строение и свойства атомных ядер». На конгрессе, прошедшем под председательством П. Ланжевена, присутствовали Бете, Блеккет, Бор, Л. де Бройль, М. де Бройль, Гамов, Гейзенберг, Дебай, Дирак, Ирен и Фредерик Жолио-Кюри, Кокрофт, Крамерс, М. Кюри, Лоуренс, Л. Мейтнер, Мотт, Пайерлс, Паули, Ф. Перрен, Резерфорд, Ричардсон, Л. Розенфельд, Ферми, Чэдвик, Шредингер и др. Конгресс собрался вскоре после открытия позитрона и нейтрона, в период быстрого развития ядерной физики; поэтому дискуссии были очень острыми. Бор выступал почти по всем докладам, хотя активные исследования в этой области он начал лишь после конгресса. Были заслушаны следующие доклады: *Кокрофт*. Расщепление элементов ускоренными протонами; *Чэдвик*. Аномальное рассеяние α-частиц. Нейтрон; *И. и Ф. Жолио-Кюри*. Проникающее излучение атомов под действием α-лучей; *Дирак*. Теория позитрона; *Гамов*. Природа γ-лучей и энергетические уровни ядер; *Гейзенберг*. Общетеоретические соображения о строении ядра.

Одним из обсуждавшихся вопросов была теория β-распада. Трудности интерпретации непрерывного спектра энергии вылетающих при β-распаде электронов, вызвали острую дискуссию еще на конгрессе по ядерной физике, организованном обществом Алессандро Вольты в Риме в 1931 г. Тогда Бор [55] в качестве возможной альтернативы высказал идею о несохранении энергии; Паули возражал и настаивал на гипотезе о существовании легкой нейтральной частицы, ускользающей от наблюдения. Идея Паули была им впервые обнародована в письме от 4 декабря 1930 г. к тюбингенским физикам Гейгеру и Мейтнер[1]; затем она обсуждалась на собраниях физиков в Пасадене весной 1931 г. и в Эн Арборе летом того же года. Поэтому, хотя Паули не спешил ее публиковать, новая идея стала достоянием физиков. После римского конгресса по предложению Ферми, разделявшего взгляды Паули, гипотетическую частицу стали называть «нейтрино». Выступая по докладу Гейзенберга на Сольвеевском конгрессе, Паули[2] обосновал свою гипотезу. Через два месяца, в декабре 1933 появилась статья Ферми[3], построившего на основе этой гипотезы теорию β-распада.

41

К семидесятилетию Фридриха Пашена [59]

Фридрих Пашен (1865—1947) — немецкий физик-экспериментатор. Родился в Шверине, в 1888 г. окончил Страсбургский университет, где был учеником Кундта. Затем был ассистентом Гитторфа в Мюнстере и сотрудником Рунге в Ганновере; в 1901 г. стал профессором в Тюбингене, где создал школу экспериментаторов-спектроскопистов. В 1924 г. избирается в Прусскую академию наук и становится руководителем Имперского физико-технического института. В 1889 г. установил носящий его имя закон, согласно которому потенциалы зажигания газового разряда между двумя плоскими электродами одинаковы, если одинаковы произведения

[1] См. В. Паули. К старой и новой истории нейтрино. В кн.: «Теоретическая физика XX века», М., 1962, стр. 390.

[2] Structure et propiétés des noyaux atomiques. Rapports et discussions du VIIconseil Solvay. Paris, 1934, p. 324.

[3] E. Fermi. Ricerca Scientifica, 1933, 4, 491.

давления газа на расстояние между электродами. Но наибольшее значение для развития квантовой физики имели его исследования по спектрам. В 1897 г. он подтвердил экспериментально закон Стефана—Больцмана, в 1899 г. — закон смещения Вина. В 1908 г. открыл первые линии новой спектральной серии в инфракрасной области (серия Пашена); в 1912 г. обнаружил совместно с Э. Баком явление Пашена—Бака, состоявшее в том, что в сильных магнитных полях картина расщепления спектральных линий в аномальном эффекте Зеемана становится аналогичной картине при простом эффекте. Это явление сыграло существенную роль при создании квантовой механики. В 1916 г. подтвердил правоту Бора в споре с Фаулером о природе линий в серии Пикеринга (7). В последующие годы обнаружил экспериментально многие тонкие детали строения спектров, предсказанные Зоммерфельдом на основе теории Бора.

42

Эффект Зеемана и строение атома [60]

Статья в сборнике, представленном П. Зееману в связи с его семидесятилетием.

Питер Зееман (1865—1943) — голландский физик. Родился в Зоннемайре (Голландия), окончил Лейденский университет в 1890 г. С 1897 г. — преподаватель, затем профессор в Амстердаме. В 1896 г. открыл явление расщепления спектральных линий в магнитном поле. Объяснение всех деталей эффекта Зеемана было важным стимулом развития как классической электронной и первоначальной квантовой теорий, так и квантовой механики.

43

Квантовая механика и физическая реальность [61]

Коротко излагается основное содержание статьи «Можно ли считать квантовомеханическое описание физической реальности полным?», опубликованной несколько позже.

44

Можно ли считать квантовомеханическое описание физической реальности полным? [62]

Ответная статья на работу Эйнштейна, Подольского и Розена под тем же названием (1935) [1], в которой авторы возражали против концепции квантовой механики Бора. На основании выдвинутого ими критерия физической реальности они пришли к заключению, что «квантовая механика не дает полного описания физической реальности» и высказали суждение, что возможно более соответствующее действительности описание явлений. Эта работа сыграла в свое время большую роль в дискуссии по философским вопросам физики.

Бор показал в своей статье, что с точки зрения дополнительности те противоречия, о которых говорил Эйнштейн с соавторами, являются кажущимися и устраняются, а их критерий физической реальности оказывается неоднозначным в применении к проблемам квантовой механики.

В этой статье, как и в предшествующих (34), (35), концепция дополнительности излагается в таком понимании, когда на первое место выступает идея «некон-

---

[1] A. Einstein, B. Podolsky, N. Rosen. Phys. Rev. 1935, 47, 77. См. перевод: А. Эйнштейн. Собр. научн. трудов, т. III. М., 1966, стр. 604.

тролируемого взаимодействия», проходит мысль о том, что «наблюдение возмущает явление», или что «измерение — вмешательство в явление», отрицается принцип причинности для атомных процессов и т. д. В более поздних работах Бор от такого рода понимания дополнительности постепенно освобождается.

В тот период взаимодействие между объектом и прибором, составляющее предпосылки измерения, трактовалось и Эйнштейном, и Бором как силовое взаимодействие [1], но у Бора оно являлось неконтролируемым. По его мнению, «...конечность взаимодействия между объектом и измерительным прибором, обусловленная самим существованием кванта действия, влечет за собой — вследствие невозможности контролировать обратное действие объекта на измерительный прибор (а эта невозможность будет непременно иметь место, если только прибор удовлетворяет своему назначению) [2] — необходимость отказа от классического идеала причинности и радикальный пересмотр наших взглядов на проблему физической реальности» (стр. 182).

Если классическая физика обходится без неконтролируемого взаимодействия, то это может быть объяснено тем, что квант действия весьма мал и потому при рассмотрении взаимодействия макроскопических объектов мы вправе отвлекаться от его существования. При рассмотрении же атомных явлений (из-за их малости) игнорировать квант действия нельзя принципиально, и поэтому необходимо принять, что действие при передаче импульса или энергии не может быть меньше величины кванта действия и следовательно, при измерении нельзя свести на нет воздействие прибора на объект — таковы соображения, которые не могут быть обойдены, согласно идее принципиальной неконтролируемости.

Итак, открытие кванта действия будто бы неизбежно влечет за собой признание идеи неконтролируемого возмущения, а вероятности в квантовой механике и невозможность отделить поведение атомного объекта от его связей с прибором (при изучении явлений) будто бы внутренне необходимо связаны с принципом неконтролируемости.

Позже Бор в результате дискуссии с другими физиками, особенно с В. А. Фоком, с которым он обсуждал эти вопросы в 1957 г.[3], отказался от понятия «принципиально неконтролируемого взаимодействия» (термин этот перестал им употребляться) и соответственно изменил ряд формулировок и терминов, которые фигурировали в его более ранних работах.

Понятие «принципиальной неконтролируемости» в собственном смысле слова не выражает никакой истины, ибо процессы и явления в природе в принципе познаваемы и, следовательно, в принципе контролируемы.

Во-первых, с идеей принципиальной неконтролируемости связывалась философски ошибочная мысль, будто только в классической физике применимо понятие объективной реальности. В квантовой же теории дело обстоит якобы так, что атомный объект имеет другую «степень реальности», нежели макроскопический прибор.

[1] Силовое взаимодействие физических объектов необходимо связано с передачей от одного физического объекта к другому импульса или энергии или обоих вместе. Действие регистрационной части измерительного прибора (экспериментальной установки) предполагает наличие силового взаимодействия, но измерительный прибор не сводится к его регистрационной части.

[2] По Бору, в области разбираемого вопроса учет обратного влияния объекта на измерительные приборы, это — учет передачи количества движения в случае измерения положения и учет смещения в случае измерения количества движений (стр. 186).

[3] В. А. Фок. Дискуссии с Нильсом Бором. «Вопросы философии», 1964, № 8, стр. 50.

Во-вторых, идея принципиальной неконтролируемости соединялась с точкой зрения, что наблюдение играет решающую роль в атомном событии. Эта точка зрения вела к взглядам о своего рода дематериализации атомных объектов, изучаемых квантовой механикой [1].

В-третьих, утверждалось, что математический аппарат квантовой механики имеет не объективное, а скорее символическое значение и нужен лишь для согласования показаний приборов дополнительных классов.

В-четвертых, фактически сохранялось представление об атомном объекте как о частице в смысле классической механики. Атомный объект представлялся обладающим и классической координатой, и классическим импульсом, познать которые одновременно невозможно в силу соотношения неопределенностей. Это соотношение по сути дела превращалось в некую агностическую загадку, а проблема качественно новых (в сравнении с классическими) квантовых понятий исключалась из атомной физики.

Таким образом, проблема реальности получала в плане идеи принципиальной неконтролируемости субъективистское толкование.

Необходимо отметить, что у многих физиков, применявших термин «принципиальная неконтролируемость», особенно у Бора, который им пользовался в более ранних своих работах, этот термин зачастую не имел однозначного смысла. Он являлся своеобразным обозначением того обстоятельства, что квантовые законы качественно отличаются от законов классических теорий и принципы описания атомного мира не могут не отклоняться от привычных принципов описания природы, свойственных физике классической. Однако философская ошибочность термина «принципиальная неконтролируемость» давала о себе знать в ходе рассуждений физиков, а противники материалистической философии использовали этот термин в целях, не имеющих ничего общего с наукой [2].

45

Захват нейтрона и строение ядра [63]

Доклад, прочитанный 27 января 1936 года в Копенгагенской академии и 11 февраля 1936 г. — в Химическом и Физическом обществе лондонского Королевского института. Те же вопросы (строение ядра, ядерные силы, ядерные реакции) рассматривались в докладе Бора «Свойства атомных ядер» на XIX конгрессе скандинавских естествоиспытателей в Хельсинки в августе 1936 г. [65]. Опубликован в «Nature» 29 февраля 1936 г. В том же номере журнала (стр. 351) помещены иллюстрации к докладу с краткими пояснениями, включенные затем в статью 49 (рис. 1 и 2).

После открытия нейтрона и установления нейтронно-протонной модели ядра (Д. Иваненко и В. Гейзенберг) началось интенсивное развитие исследований по физике атомного ядра. Стали быстро накапливаться экспериментальные данные о ядерных реакциях. Из первых экспериментов следовало, что сечение реакций по порядку величины соответствует размерам ядра. Однако в 1934 г. Э. Ферми и Э. Амальди с сотрудниками [1] обнаружили, что сечения взаимодействия медлен-

---

[1] «Электрон — это совокупность физических величин, которую мы вводим с целью установления системы принципов, исходя из которых мы сможем логически вывести то, что показывает стрелка измеряющего аппарата», — пишет Ф. Франк (Ph. Frank. Foundation of Physics, «International Encyclopedia of Unified Sceince», I, № 7).

[2] См. в этой связи H. Reichenbach. Philosophic foundations of quantum mechanics, Berkeley — Los Angeles, 1946.

[3] E. Fermi, E. Amaldi, O. d'Agostino, F. Resetti, E. Segré. Proc. Roy. Soc., 1934, A146, 483.

ных нейтронов с ядрами некоторых элементов во много раз больше. Почти одновременно было открыто селективное поглощение медленных нейтронов: ядра имеют большие сечения поглощения нейтронов только определенной энергетической группы. Объяснение селективного поглощения как резонансного захвата нейтронов с энергией в определенном узком интервале впервые предложили Л. А. Арцимович, И. В. Курчатов и другие[1]. Резонансный характер захвата вскоре был подтвержден многочисленными экспериментами[2]. При этом сечение захвата медленных нейтронов оказалось гораздо бо́льшим, чем сечение рассеяния, особенно в резонансе.

Интенсивное изучение ядерных реакций поставило вопрос о взаимодействии нуклонов с ядрами. Для теоретического объяснения экспериментальных фактов было использовано представление о ядре как потенциальной яме[3], в которой движется падающая частица. Первые попытки объяснения большого сечения захвата на основе одночастичной модели Харкинса и Ганса[4] были предприняты Бете, Перреном и Эльзассером[5]. Однако подобная одночастичная модель не могла даже качественно объяснить правильное соотношение между сечениями захвата и рассеяния нейтронов (преобладание захвата), а также наблюдавшуюся на опыте[6] сильную зависимость нейтронных сечений от энергии (очень узкие и близко расположенные резонансы).

Эти затруднения одночастичной модели и продолжавшееся накопление экспериментальных данных о ядерных реакциях привели к коренному пересмотру представлений о взаимодействии ядерных частиц с ядрами: в 1936 г. в указанном докладе Копенгагенской академии Н. Бор выдвинул концепцию составного ядра — сравнительно долгоживущего многочастичного состояния, образующегося при попадании налетающей частицы в ядро-мишень. В основе этой концепции лежало представление о ядре как системе многих частиц, сильно взаимодействующих друг с другом. Время жизни составного ядра весьма велико по сравнению со временем пролета частицы через ядро. На основе этой концепции Бор формулирует общую теорию ядерных реакций. Он вводит предположение о том, что ядерная реакция протекает в две стадии: 1) образование составного ядра в результате захвата падающей частицы ядром и 2) распад составного ядра. При этом делается предположение о независимости распада составного ядра от способа его образования. В докладе Бор указывает на некоторые ограничения применимости предположения о независимости и всей концепции составного ядра.

Такая концепция позволяла объяснить основные эмпирические факты о взаимодействии медленных нейтронов с ядром, а также о ядерных реакциях под действием заряженных частиц и γ-квантов.

[1] Л. Арцимович, И. Курчатов, Л. Мысовский, П. Палибин. ЖЭТФ, 1935, **5**, 659.

[2] Резонансные явления в ядерных реакциях впервые наблюдал Позе (H. Pose. Phys. Zs., 1929, **30**, 780), облучая тонкие алюминиевые мишени моноэнергетическими α-частицами от радиоактивного источника.

[3] E. Amaldi, O. d'Agostino, E. Fermi, B. Pontecorvo, F. Rasetti. E. Segré. Proc. Roy. Soc., 1935, **A149**, 522 (Русск. перевод: УФН, 1935, **15**, стр. 238); H. Bethe. Phys. Rev., 1935, **47**, 747; F. Perrin, W. M. Elsasser. J. phys. et rad., 1935, **6**, 194; G. Beck, L. H. Horsley. Phys. Rev., 1935, **47**, 510.

[4] W. D. Harkins, D. M. Gans. Phys. Rev., 1934, **46**, 397.

[5] См. примечание 3.

[6] T. Bjerge, C. H. Westcott. Proc. Roy. Soc., 1935, **A150**, 709; P. B. Moon, J. R. Tilman. Nature, 1935, **135**, 904; L. Szilard. Nature, 1935, **136**, 849, 950; E. Fermi, E. Amaldi. Ricerca Scietifica, 1935, **6A**, 544; O. Frisch, G. Placzek. Nature, 1936, **137**, 357.

Выдвинутая Бором картина ядерных реакций оказала глубокое влияние на теоретический анализ ядерных реакций. Количественным воплощением этих идей Бора явились статистическая теория ядерных реакций и так называемая модель испарения, предложенная Я. И. Френкелем[1]. Концепции составного ядра и описанию реакций, как идущих в две стадии, не противоречит резонансная формула Брейта—Вигнера, предложенная практически одновременно с этим докладом Бора и независимо от него[2]. Эта формула хорошо представляет ход сечений вблизи резонансов для случая одного изолированного уровня. Обобщение этой формулы на случай произвольного числа резонансных уровней дали Бете и Плачек[3].

Последующее развитие ядерной физики и продвижение в область более высоких энергий, приведшее к накоплению обширного эмпирического материала, привело к уточнению первоначальной упроченной боровской картины ядерных реакций, установлению области применимости сделанных в ней предположений.

46

Законы сохранения в квантовой теории [64]

Заметка является послесловием к статье сотрудника копенгагенского Института теоретической физики возглавлявшегося Бором, Я. К. Якобсена «Корреляция между рассеянием и отдачей в эффекте Комптона»[4]. Она содержит результаты выполненных в институте опытов по корреляции электронов отдачи и рассеянных квантов γ-излучения. Проведение этих опытов было вызвано работой Шенкленда[5], утверждавшего, что для фотонов высокой энергии опыты дают результаты, противоречащие теории Комптона и Дебая, основанной на допущении справедливости законов сохранения энергии и количества движения.

Впервые идея о возможном нарушении закона сохранения энергии в единичных атомных процессах была высказана еще в 1924 г. Бором, Крамерсом и Слетером (25), стремившимися устранить противоречия в двойственном, корпускулярно-волновом описании оптических явлений. Но тогда опыты Боте и Гейгера[6], Комптона и Саймона[7] не подтвердили выводов этой теории. После того как создание квантовой механики позволило разрешить указанные трудности без отказа от законов сохранения, эта идея была оставлена. Ее обсуждение началось вновь в связи с попытками объяснения энергетического спектра электронов при β-распаде [55], [58], но принятие гипотезы Паули о нейтрино и создание теории β-распада Ферми опять привело к тому, что предположение Бора было отвергнуто. Поскольку в предыдущих опытах теория эффекта Комптона проверялась только для рентгеновских лучей, Шенкленд счел необходимым увеличить энергию фотонов, используя γ-излучение ThC′. Отношение к несколько неожиданным результатам его опытов было двояким. Дирак[8] считал возможным вернуться к идее Бора, Крамерса и Слетера для частиц высокой энергии, поскольку существовавшая квантовая механика давала удовлетворительные результаты только для нерелятивистской области. Он допускал, что в будущей релятивистской квантовой механике и в квантовой электродинамике можно будет отказаться от выполнимости законов сохранения энергии и импульса, но для перехода к разработке этой

[1] Я. И. Френкель. Phys. Z. d. Sowjetunion, 1936, 9, 533.
[2] G. Breit, E. Wigner. Phys. Rev., 1936, 49, 519.
[3] H. Bethe, G. Placzek. Phys. Rev. 1937, 51, 450.
[4] J. C. Jacobsen. Nature, 1936, 138, 25.
[5] R. S. Shankland. Phys. Rev., 1936, 49, 8.
[6] H. Geiger, W. Bothe. Z. Phys., 1925, 32, 639.
[7] A. Compton, F. Simon. Phys. Rev., 1925, 26, 289.
[8] P. A. M. Dirac. Nature, 1936, 137, 298.

идеи предварительно необходимы дополнительные эксперименты. Пайерлс[1] возражал против опрометчивых выводов, поскольку вследствии недостаточной изученности явлений при высоких энергиях возможно существование неучтенных источников энергетических потерь. Бор подчеркивал, что ситуация сильно отличается от той, которая была в 1924, когда полностью отсутствовала теория, и что трудности квантовой электродинамики коренятся не в несовместимости основ квантовой механики и теории относительности, а скорее в атомистической природе электричества. Дилемму решили экспериментаторы Якобсен, Боте и Майер-Лейбниц, Пиккар и Стаэль, Вильямс и Пиккап[2], которые повторили опыты Шенкленда и получили результаты, полностью подтвердившие обычную теорию эффекта Комптона. Ошибка Шенкленда состояла в том, что он применил недостаточно однородные по энергии γ-кванты. После повторной серии измерений Шенкленд[3] признал некорректность своих первых опытов.

47

Причинность и дополнительность [66]

В статье проводится мысль, что новая ситуация в физике, возникшая в связи с открытием кванта действия, заставляет отказаться от классического представления о причинности и заменить его более общим — принципом дополнительности. Отказ этот вызван лишь тем, что в атомной физике мы не можем говорить о самостоятельном поведении физического объекта вследствие неизбежного неконтролируемого взаимодействия его с измерительным прибором. Надежды, что существенно статистический характер квантовомеханического описания может быть устранен посредством предположения о некотором причинном механизме, лежащем в основе атомных явлений, но пока недоступном для наблюдения, бесплодны.

Эти же идеи развиваются в последующих статьях Бора вплоть до последних, в которых вопрос о причинности в квантовой теории решается уже по-другому: становится ясным, что Бор возражает против механического (лапласовского) детерминизма.

48

О превращениях атомных ядер при их соударении с материальными частицами [67]

В работе развиваются идеи, сформулированные в (45). Подробно рассматриваются вопросы, связанные с реализацией этих идей. Для получения теоретического выражения для плотности энергетических уровней ядра и ее зависимости от энергии необходимо использовать конкретную модель ядра. Бете, Оппенгеймер и Сербер[4] исходили из модели свободных частиц в ядре, считая полную энергию ядра равной сумме энергий отдельных частиц; ядро при этом подобно газу. Я. И. Френкель[5], как и Бор и Калькар, исходили из модели жидкой капли, считая, что энергия взаимодействия между нуклонами велика по сравнению с кинетической

---

[1] R. Peierls. Nature, 1936, 137, 904.

[2] W. Bothe, H. Maier-Leibnitz. Phys. Rev., 1936, 50, 187; A. Piccard, E. Stahel. Naturwiss., 1936, 24, 413; Z. Phys., 1936, 102, 143; E. J. Williams, E. Pickup. Nature, 1936, 138, 461.

[3] R. S. Shankland. Phys. Rev., 1937, 52, 414.

[4] H. Bethe. Phys. Rev., 1936, 50, 332; J. R. Openheimer, R. Serber. Phys. Rev., 1936, 50, 391.

[5] Я. И. Френкель. Phys. Z. d. Sowjetunion, 1936, 9, 533.

энергией частиц. Бардин[1] использовал промежуточную модель, в которой ядерные частицы ведут себя подобно электронам в металле, т. е. они рассматриваются как почти свободные.

В работе излагаются также основные идеи модели испарения, предложенной Я. И. Френкелем[2,3]. Френкель рассматривал ядро как систему многих частиц и применил к нему методы статистической физики. Он впервые ввел понятие о температуре ядра как о параметре, характеризующем возбуждение системы. Распад составного ядра уподоблялся при этом испарению молекул из конденсированной фазы. Развивая идеи Френкеля и Бора, Бете[4] разработал на основе модели жидкой капли количественную теорию ядерных реакций. Следствия, вытекающие из теорий Френкеля и Бора—Калькара, были всесторонне рассмотрены во многих работах[5].

49

Превращения атомных ядер [68]

Сокращенное изложение лекции, прочитанной весной 1937 г. в различных университетах США и в июне 1937 г. в Москве. В популярной форме, с использованием простых моделей, излагаются идеи, сформулированные в работах (45) и (48).

50

Дань покойному лорду Резерфорду [69]

Краткая речь, произнесенная в Болонье 20 октября 1937 г. на торжествах, посвященных 200-летию со дня рождения Луиджи Гальвани.

51

Лорд Э. Резерфорд [69а]

См. комментарии к статье (30).

52

Биология и атомная физика [70]

В докладе, сделанном в 1937 г. и посвященном юбилею Гальвани, Бор развивает идеи, высказанные им ранее в работе «Свет и жизнь».

Доклад показывает, насколько глубоки были познания Бора в области истории естествознания в ее связи с историей философии. Бор раскрывает по существу диалектический характер развития науки, совершающейся в ходе борьбы «взаимно-

---

[1] J. Bardeen. Phys. Rev. 1937, 51, 799.

[2] Я. И. Френкель. Изв. АН СССР, сер. физич., 1936.

[3] См. примечание 5 на стр. 628.

[4] H. Bethe. Rev. Mod. Phys., 1937, 9, 69 (Русск. перевод: Г. Бете. Физика ядра, ч. II, М.—Л., 1948).

[5] V. Weisskopf. Phys. Rev., 1937, 52, 295. Л. Д. Ландау. ЖЭТФ, 1937, 7, 819; H. Bethe, G. Placzek. Phys. Rev. 1937, 51, 450; W. Weisskopf, D. H. Ewing., Phys. Rev., 1940, 57, 472; P. L. Kapur, R. E. Peirls. Proc. Roy. Soc., 1938, A166, 277; G. Breit. Phys. Rev., 1940, 58, 1068.

дополнительных» концепций в философии естествознания, начиная уже с античной эпохи («дилемма, с которой столкнулись Демокрит и Аристотель»).

Рассматривая развитие естествознания как закономерный, единый, хотя и неравномерный в его различных областях, процесс, Бор говорит о необходимости «философии естествознания». Развитие «философии естествознания», на основе обобщения результатов наиболее продвинувшихся вперед отраслей знания, дает возможность, по мнению ученого, предвидеть дальнейший путь развития других отраслей познания. Так, в результате становления новой системы понятий в связи с созданием атомной теории «новая точка зрения философии естествознания» открывает новые возможности для рационального подхода к фундаментальным проблемам биологии. Этот рациональный подход формулируется Бором как экстраполяция принципа дополнительности на познание биологических явлений.

По мнению Бора, принцип дополнительности в биологии дает возможность избежать «крайних учений механицизма и витализма». Примечательно также высказывание ученого о свободе воли, направленной против попыток «связать свободу воли с ограничением причинности».

53

Квант действия и атомное ядро [71]

Статья в номере журнала «Annalen der Physik», посвященном 80-летию со дня рождения Планка. Дается обзор развития физики ядра, в связи с квантовой теорией, и состояния представлений о ядре к 1938 г. Особенно подчеркивается значение квантовой механики для понимания структуры ядра и ядерных процессов. Примечательно мнение Бора, что для построения теории атомного ядра необходимы коренные изменения основных представлений, в том числе и введенных квантовой механикой.

54

Ядерная механика [72]

Вступительное слово на секции ядерной физики Международного конгресса по физике, химии и биологии, состоявшегося в Париже во Дворце открытий в октябре 1937 г. Основным предметом обсуждения было сопоставление данных экспериментов по ядерным реакциям с созданной незадолго до конгресса теорией Бора (45), (48), (49). Из других докладов были: *В. Боте.* Принципы ядерной спектроскопии; *Кокрофт.* Превращения элементов. В дискуссии приняли участие Гентнер, Оккиалини, Плачек, Б. Понтекорво, Розенблюм, Флейшман, Халбан и др. Первоначально предполагалось, что в трудах конгресса будет опубликован текст подробного доклада Бора, в котором будет изложено дальнейшее развитие его теории и дан подробный обзор состояния вопроса: но это намерение, по-видимому, не было осуществлено.

55

Ядерный фотоэффект [74]

Расщепление ядра под действием γ-квантов было впервые обнаружено Чэдвиком и Гольдгабером[1] в 1934 г. С помощью γ-лучей препарата ThC″ с энергией

[1] J. Chadwick, M. Goldhaber. Nature, 1934, 134, 237. (Русск. перевод: УФН, 1934, 14, 953).

2,62 *Мэв* они осуществили расщепление дейтрона: ${}_1H^2+\gamma\to p+n$. В том же году Сциллард и Чалмерс[1] осуществили фоторасщепление ядра бериллия γ-квантами RaC′ с энергией 1,78 *Мэв*: $Be^9+\gamma\to Be^8+n$. Для расщепления других ядер энергия γ-квантов естественно-радиоактивных веществ недостаточна, поскольку энергия связи нуклона в ядре больше. В 1937 г. Боте и Гентнер[2], пользуясь γ-квантами с энергией 12—17 *Мэв*, получаемыми в реакциях ${}_3Li^7+p\to{}_4Be^8+\gamma$ и ${}_5B^{11}+p\to{}_6C^{12}+\gamma$, наблюдали ядерный фотоэффект для 16 элементов от лития до висмута. Более широкие возможности исследования ядерного фотоэффекта появились после создания бетатрона. Тормозное излучение ускоренных электронов давало возможность получить γ-кванты достаточно высокой энергии, что позволило получить подробные сведения об энергии связи частиц в ядрах.

В данной работе Бор применяет развитую им концепцию составного ядра и общую картину ядерных реакций к экспериментальным результатам по фоторасщеплению ядер, полученным Боте и Гентнером. Ядерный фотоэффект во многих случаях хорошо укладывается в схему Бора. Наиболее вероятным процессом, следующим за поглощением γ-кванта с энергией больше энергии связи, является испускание нейтрона или протона, причем вероятность последнего значительно меньше вследствие кулоновского барьера [отношение сечений реакций (γ, *p*) и (γ, *n*)$\sim10^{-4}$]. Однако Хирцель и Веффлер[3] показали, что во многих случаях вероятность испускания протонов намного больше вычисленной по теории Бора. Отсюда следовало, что реакция может идти без образования составного ядра и механизм вылета протонов может отличаться от боровского. Это — прямое вырывание протонов γ-квантом, когда энергия последнего поглощается протоном, находящимся на поверхности ядра, что приводит к вылету этого протона до того, как энергия успевает распределиться между нуклонами. Возможно и испускание нейтронов в результате прямого вырывания.

56

Резонанс в ядерном фотоэффекте [75]

Замечание относительно применимости боровской картины ядерных реакций к явлению ядерного фотоэффекта. Совместная статья Бора, Пайерлса и Плачека «Ядерные реакции в области энергий непрерывного спектра была опубликована в журнале «Nature» [см. (60)]. Более подробная совместная работа, на которую имеются ссылки как в статье Бора, так и в совместной статье (60), в Трудах Датской академии, насколько нам известно, никогда не была опубликована.

57

Философия естествознания и культуры народов [76]

Статья по общим идеям, способу изложения, структуре и выводам очень похожа на статью «Единство знаний» (77). Автор говорит о гносеологической стороне развития философии квантовой физики, воплощенной в принципе дополнительности, и «его отношении к общим проблемам человечества». Но как и в статье 77, когда речь идет о физике и ее проблемах с точки зрения дополнительности, рассуждения в статье конкретны и убедительны, когда же Бор переходит к психоло-

[1] L. Szilard, T. A. Chalmers. Nature, 1934, 134, 494.
[2] W. Bothe, W. Gentner. Naturwiss., 1937, 25, 90, 126, 284; Z. Phys., 1937, 106, 236; 1939, 112, 45.
[3] O. Hirzel, H. Wäffler. Helv. Phys. Acta, 1947, 20, 373.

гическим вопросам или проблемам изучения человеческих культур, проводя аналогии между физическими и гуманитарными проблемами, его анализ очень далек от конкретного существа дела и фактически сводится к примерам. И это понятно: философские проблемы человеческой культуры нельзя решать плодотворно, не обращаясь к историческому материализму. Следует также сказать и о том, что рассуждения в статье 77 более ясны и определенны, особенно в отношении более четкой терминологии. Комментарий к последней статье может служить mutatis mutandis комментарием и к статье, о которой говорится здесь.

58

Расщепление тяжелых ядер [68]

На основе концепции составного ядра дается первый набросок объяснения открытого Ганом и Штрассманом[1] явления деления урана при его бомбардировке нейтронами. При этом процесс деления рассматривается как особый тип распада составного ядра, подобный «делению жидкой капли на две капли меньших размеров». В статье указывается на возможность приближенной трактовки этого процесса в рамках классической механики. Еще в 1934 г. Ферми и его сотрудники обнаружили, что при бомбардировке урана нейтронами образуются радиоактивные элементы с несколькими периодами полураспада; они считали, что получили трансурановые элементы[2]. Мейтнер, Ган и Штрассман[3] установили, что из девяти наблюдавшихся периодов полураспада шесть принадлежат элементам, близким к урану. И. Кюри и Савич[4], Ган и Штрассман[5] нашли, что исследуемые продукты, по-видимому, являются аналогами радия и актиния. Тщательный радиохимический анализ элементов, получаемых в результате облучения урана и тория нейтронами, проведенный Ганом и Штрассманом, с несомненностью показал, что одним из продуктов реакции является барий. Исходя из этого, Мейтнер и Фриш[6] в заметке «Расщепление урана нейтронами — новый тип ядерной реакции», датированной 16 января 1939 г. и опубликованной 11 февраля, высказали предположения, что после захвата нейтрона ядра урана и тория делятся на две примерно равные части. По предложению Бора Фриш немедленно предпринял экспериментальную проверку высказанной гипотезы. Его заметка «Физическое доказательство деления тяжелых ядер при их бомбардировке нейтронами»[7], направленная в печать 16 января 1939 г., была опубликована 18 февраля. Лишь после этого Бор опубликовал (25 февраля) свое толкование деления. Сразу же за этим появились работы Ф. Жолио, Енчке и Пранкля, Дросте, Тибо и Муссо[8], также подтвердившие факт деления ядер. Первые месяцы 1939 г. положили начало многолетним исследованиям деления. Это явление хорошо укладывалось в созданную Бором концепцию составного ядра и картину ядерных реакций. Подробно разработанная Н. Бором и Дж. Уилером теория деления ядер изложена в работе (61).

---

[1] O. Hahn, F. Strassman. Naturwiss., 1939, 26, 756; 27, 11.
[2] См., например, E. Fermi. Nature 1934, 133, 898.
[3] L. Meitner, O. Hahn, F. Strassman. Z. Phys., 1937, 106, 249.
[4] I. Curie, P. Savitsh C. R., 1938, 206, 1643.
[5] O. Hahn, F. Strassman. Naturwiss., 1938, 26, 256.
[6] L. Meitner, O. Frisch. Nature, 1939, 143, 239.
[7] O. Frisch. Nature, 1939, 143, 276.
[8] F. Joliot. C. R., 1939, 208, 341; W. Jentschke, F. Prankl. Naturwiss., 1939, 27, 134; G. Droste. Naturwiss., 1939, 27, 198; J. Tibaud, P. Mousso. C. R., 1939, 208, 652.

59

Резонансные явления в расщеплении урана и тория и деление ядер [78]

В статье излагаются общие соображения о механизме деления ядер. На основе соображений о теории деления, намеченных в (58), дается объяснение разного действия нейтронов на изотопы урана: U^{235} и U^{238}. Показано, что под действием медленных нейтронов делится U^{235}; это предсказание Бора было подтверждено через несколько месяцев в опытах с разделенными изотопами [1].

60

Ядерные реакции в области энергий непрерывного спектра [79]

Обсуждается механизм ядерных реакций в области непрерывного спектра энергий. В этом случае состояние составной системы является суперпозицией нескольких квантовых состояний. Показано, что в области перекрывающихся резонансов справедливость предположения о независимости распада составного ядра от способа его образования неочевидна. Указаны случаи, когда это предположение, лежащее в основе разработанной Бором теории ядерных реакций, несправедливо.

61

Механизм деления ядер [80]

Развивается общая теория явлений, происходящих в тяжелых ядрах при их взаимодействии с нейтронами. Основные положения этой теории намечены в предыдущих работах (58), (59). Теория деления на основе модели жидкой капли была впервые сформулирована Я. И. Френкелем в статье «Электрокапиллярная теория расщепления тяжелых ядер медленными нейтронами» [2]. Он рассматривал тяжелое ядро как электрически заряженную жидкую каплю; неустойчивость ядра обусловлена колебаниями его поверхности, возбуждаемыми нейтроном. Теория Френкеля и Бора—Уилера удовлетворительно объясняла основные черты деления ядер. Для разработки теории деления огромное значение сыграла созданная ранее Бором теория ядерных реакций, а также капельная модель ядра. Дальнейшие исследования показали, что простейшая теория, основанная на модели жидкой капли, не охватывает всю совокупность экспериментальных фактов и она нуждается в определенном обобщении [3]. Дальнейшим развитием капельной модели явилась обобщенная модель ядра, в которой наряду с деформацией ядра как целого рассматриваются и движения отдельных нуклонов; в создании этой модели Н. Бор также сыграл большую роль.

62

Деление протактиния [81]

Показано, что обнаруженное Гроссе, Бутом и Даннингом [4] деление протактиния нейтронами с энергией меньше 2 *Мэв* (но не тепловыми) хорошо согласуется с общей теорией деления, развитой в работе (61).

---

[1] A. O. Nier et al. Phys. Rev. 1940, 57, 546, 748; K. H. Kingdon et al. Phys. Rev. 1940, 57, 749.

[2] Я. И. Френкель. Phys. Rev., 1939, 55, 987; ЖЭТФ, 1939, 9, 641.

[3] См. Дж. Уилер. Деление и устойчивость ядер. В кн.: «Нильс Бор и развитие физики». М., ИЛ., 1958, стр. 214.

[4] A. V. Grosse, E. T. Booth, J. R. Dunning. Phys. Rev., 1939., 56, 382.

63

Рассеяние и торможение осколков деления [84]

Первая из серии работ Бора, посвященных изучению прохождения через вещество многозарядных ионов. Экспериментальное исследование различных явлений, происходящих при этом, стало возможным только после открытия деления. Осколки деления обладали энергией, сравнимой с начальной энергией изучавшихся протонов и α-частиц. Первые фотографии треков осколков деления были опубликованы Жолио и Корсоном и Торнтоном[1]. Первое теоретическое рассмотрение было проведено Беком и Гавасом[2]. Имея в виду большой интерес, который могли представлять новые явления для теории, Бор поручил сотрудникам своего института Брострёму, Боггилду и Лауритсену провести дальнейшие экспериментальные исследования и сам руководил этой работой. Их работа «Исследования треков осколков деления в камере Вильсона»[3] и послужила поводом для написания Бором настоящей статьи, в которой дано теоретическое рассмотрение результатов[4].

Уже тогда Бор готовил большую статью, которая должна была появиться в Трудах Датской академии в 1940—1941 гг., но быстрое накопление экспериментальных и теоретических результатов заставило его перенести срок публикования на 1942 г. Обстоятельства военного времени и стремление к возможно более полному охвату всех данных привели к тому, что работа «Прохождение атомных частиц через вещества» увидела свет лишь в 1948 г. [99]. В предисловии Бор писал: «Явления рассеяния и торможения быстрых атомных частиц при их прохождении через вещество, так же как происходящие при этом ионизация и излучение, были одним из главных источников, откуда мы получали сведения о строении атомов. Начиная с первых опытов Томсона и Резерфорда анализ явлений, связанных с прохождением быстрых частиц через вещество, непрерывно совершенствуясь, неоднократно давал возможность проверки постоянно уточняющихся методов атомной механики». Именно с этой точки зрения Бор занимался прохождением заряженных частиц через вещество как до создания первой квантовой теории атома (5) и непосредственно за этим (13), так и позже (27), когда его теория достигла апогея и выяснилось, что она не объясняет все детали результатов экспериментов.

64

Соотношение между скоростью и пробегом осколков деления [85]

Продолжение развития идей, изложенных в (63).

65

Последовательные превращения при делении ядер [86]

При больших энергиях возбуждения ядер основными процессами будут деление и испускание нейтрона, причем оба процесса играют примерно одинаковую роль. В данной работе Бор указал, что если энергия возбуждения превышает

---

[1] F. Joliot. C. R., 1939, 208, 647; D. R. Corson, R. L. Thornton. Phys. Rev., 1939, 55, 509.

[2] G. Beck, P. Havas. C. R., 1939, 208, 1643.

[3] K. J. Brostrøm, J. K. Bøggild, T. Lauritsen. Phys. Rev., 1940, 58, 650.

[4] Дальнейшие исследования: J. H. Brunings, J. Knipp, E. Teller. Phys. Rev., 1941, 60, 657; J. Knipp, E. Teller. Phys. Rev., 1941, 59, 659; W. E. Lamb. Phys. Rev., 1940, 58, 696.

E_f+E_n, то сечение деления возрастает, ибо составное ядро может делиться как сразу, так и после вылета нейтрона, если оставшаяся после вылета энергия возбуждения превосходит энергию деления для данного ядра.

66

Соотношение скорость—пробег для осколков деления [87]

Продолжение исследований (63), (64) торможения многозарядных ионов в веществе. В работе рассматриваются результаты, полученные сотрудниками Института теоретической физики в Копенгагене, руководимого Бором. Эти результаты были опубликованы в статье «Пробег и рассеяние осколков деления» [1] в том же номере журнала.

67

Механизм деления под действием дейтронов [89]

Ядерные реакции под действием дейтронов обладают рядом особенностей, обусловленных как малой энергией связи дейтрона, так и резко выраженной асимметрией распределения электрического заряда в нем. Поэтому наряду с реакциями образования составного ядра, когда дейтрон полностью поглощается ядром, возможно также расщепление дейтрона кулоновским полем ядра-мишени, а также реакции прямого взаимодействия, когда один нуклон поглощается ядром, а второй продолжает свое движение. На основании опытов, проведенных в Копенгагене, Бор показывает, что деление ядер наиболее распространенного изотопа урана, а также тория под действием дейтронов возможно только в том случае, если энергия последних достаточна для того, чтобы полностью проникнуть в ядра. Отдельный нуклон, захваченный ядром в результате диссоциации дейтрона (реакция срыва, процесс Оппенгеймера—Филиппса), не способен вызвать деление, так как энергия возбуждения оказывается меньше критической энергии деления.

68

Вызов цивилизации [94]

Статья выражает озабоченность Бора развитием возможностей военного применения достижений ядерной физики и содержит призыв к международному научному сотрудничеству. Этому были посвящены статья [97] и открытое письмо Организации Объединенных Наций [103].

69

Идеи Ньютона и современная атомная физика [95]

Доклад, прочитанный 19 июля 1946 г. в Королевском институте в Лондоне на праздновании 300-летия со дня рождения Ньютона. В прочитанных докладах: «Ньютон и дифференциальное исчисление» (Ж. Адамар), «Атомизм И. Ньютона» (С. И. Вавилов) [2], «Ньютон как алгебраист и геометр» (Ф. К. Тернбалл), «Вклад

[1] K. J. Bromstrøm, J. K. Bøggild, T. Lauritsen. Phys. Rev., 1941, 59, 276.

[2] См. С. И. Вавилов. Собрание сочинений, т. III, М., 1956, стр. 715.

Ньютона в астрономию» (В. Адамс) и др. дана подробная характеристика творчества Ньютона. В состав советской делегации, присутствовавшей на праздновании, входили также В. А. Амбарцумян, А. Е. Арбузов, Б. А. Введенский и И. М. Виноградов.

70

Проблемы физики элементарных частиц [98]

Вступительное слово, произнесенное при открытии международной конференции, посвященной элементарным частицам и физике низких температур (Кембридж, июль 1946).

71

О понятях причинности и дополнительности [100]

В статье утверждается, что теория относительности, придавшая классической физике необыкновенную широту и единство, позволила формулировать принцип причинности наиболее общим образом после того, как она установила условия однозначного применения самых простых физических понятий. В физике причинное описание основывается на предположении, что знание о состоянии системы в некоторый момент времени позволяет предсказать ее состояние в любой последующий момент времени.

Квантовая механика не удовлетворяет принципу причинности — говорится в статье. Это мотивируется тем, что ее основные понятия (включая квантовомеханическое состояние) и основные законы (уравнение Шредингера) включают в свое содержание понятия неопределенности и вероятности, а последние допускаются в ней не потому, что мы чего-то не знаем, а в силу существования кванта действия, в силу неконтролируемого взаимодействия между объектами и измерительными приборами.

Таким образом, в статье детерминизм и причинность по сути дела сводятся к механическому (лапласовскому) однозначному детерминизму классической механики, а другие формы связи, более широкие и содержательные, дающие многозначную предсказуемость и охватывающие вероятностные (статистические) законы природы, остаются за бортом. Получается с точки зрения содержания статьи, что связи, которыми занимается квантовая механика, — не объективно-реальные связи.

Аналогично в статье трактуется и математический аппарат квантовой механики. Он не имеет объективного значения, его символы не поддаются наглядной физической интерпретации, на что указывает уже использование мнимых чисел, и служит только для координации результатов измерений.

В более поздних работах Бор признает объективный характер математического аппарата квантовой механики; он возражает по существу против лапласовского детерминизма в атомной физике и уже не отождествляет причинность с этим последним понятием, полагая, что причинность представляет основное требование в физической науке.

Соотношение неопределенностей рассматривается в статье как обнаруживающее ограниченность причинного анализа; утверждается, что ему нельзя дать однозначной интерпретации, пользуясь «словами, применяемыми для описания ситуации, в которой физические атрибуты воплощаются классически». Соотношение неопределенностей действительно лишает смысла применение к микроявлениям лапласовского детерминизма, но не причинности и детерминизма как такового. Соотношение неопределенностей только раскрывает содержание понятия квантового состояния, а из последнего не следует ни истинность, ни ложность детерми-

низма. В физике же детерминизм имеет не одну лапласовскую форму, вообще имеет не только ту форму, которая свойственна отдельным отраслям физики. Всесторонняя связь не исчерпывается теми или другими представлениями о ней, которые сложились на основе знания законов определенной области явлений. Квантовая механика отразила более глубокие по сравнению с классической теорией и более общие связи (их выражают вероятностные законы), обогатив детерминизм в физике новыми существенными положениями.

В статье кратко рассматриваются и другие аспекты концепции дополнительности, поданной здесь под знаком идеи неконтролируемости: понятие физической реальности, физическое описание и объяснение, идея дополнительности в биологии (см. об этом в комментариях к другим статьям). Необходимо иметь в виду, что многие идеи этой статьи по существу дела пересматриваются в более поздних работах автора.

72

Дискуссии с Эйнштейном о проблемах теории познания в атомной физике [101]

Статья написана в связи с 70-летием А. Эйнштейна. В ней с наибольшей полнотой и в прекрасной доступной форме излагается концепция дополнительности и связанные с ней философские вопросы в физике, вокруг которых шли дискуссии между Бором и Эйнштейном в течение 25 лет.

С самого начала спора встал вопрос о том, какую позицию занять по отношению к тем отклонениям от традиционных принципов описания природы, отклонениям, которые характерны для развития физики XX в. Бор последовательно и неуклонно проводил точку зрения, что если наводить логический порядок в совершенно новой области знания, то едва ли возможно полагаться на какие-либо старые принципы, даже и очень общие.

Рассматривая главные черты развития квантовой теории, Бор особое внимание обращает на те особенности этого развития, которые уводят теорию далеко за рамки классической физики: открытие кванта действия Планком, избегавшим крайних выводов относительно отхода от классических теорий, фотон Эйнштейна и новый неклассический атомизм, сочетание корпускулярных и волновых представлений, особый характер квантовых вероятностей (в сравнении со статистическими соображениями классической физики), двойственность волны—частицы (свойственная не одному излучению, но в равной мере неизбежная при описании поведения вещественных частиц), проблема наблюдения в атомной физике, соотношение неопределенностей, дополнительность.

Соответственно своей позиции Бор и решал основную проблему спора с Эйнштейном, которая касалась взаимодействия измерительного прибора и измеряемого объекта в квантовой теории. Что касается классической физики, то здесь дело представлялось ясным: понятие контролируемого силового взаимодействия исчерпывало вопрос (а Эйнштейн усматривал в классическом понимании измерения идеал и для квантовой механики).

Бор во многих дискуссиях не смог ни разу убедить Эйнштейна в плодотворности своей интерпретации квантовой механики, когда шел разговор о разрешении предлагаемых Эйнштейном парадоксов, хотя Бор всегда доказывал несостоятельность последних и, следовательно, неправоту Эйнштейна. В этом, надо думать, имеется свой смысл. У Бора в то время в рассуждениях по квантовой механике выдвигался термин «принципиальная неконтролируемость». Термин «дополнительность», которым тоже пользовался Бор, еще не имел обособленного от термина «принципиальная неконтролируемость» ясного значения (которое он получил у Бора позже). Спор разгорелся, собственно, о том, какое содержание должно вкладываться в понятие взаимодействия прибора с микрообъектом.

Эйнштейн, отвергая концепцию Бора, отрицал принцип неконтролируемости, в форме которого эта концепция тогда существовала (30—40-е годы). Бор, защищая свою концепцию квантовой механики, полагал в ее основу принцип дополнительности, который, однако, тогда не определялся достаточно ясным и однозначным образом и как бы терялся в идее неконтролируемости. Было бы весьма поучительно проследить в деталях логику замечательного спора между Бором и Эйнштейном. Думается, что тогда выявилось бы, что Эйнштейн, полемизируя с Бором, имел серьезные философские основания не соглашаться с идеей неконтролируемого взаимодействия, а Бор, ратуя за свое понимание квантовой механики, тоже по существу дела не поддерживал «принципиальной неконтролируемости», хотя и пользовался этим термином.

Вот один из парадоксов Эйнштейна, изложенный в его статье «Квантовая механика и действительность» (1948), вариации которого встречаются в его более ранних и более поздних работах[1]. Если система, состоящая из двух электронов (которые когда-то находились в физическом взаимодействии), характеризуется посредством волновой функции, то связанное с измерением первого электрона воздействие изменяет состояние второго электрона даже тогда, когда он очень далеко удалился от первого электрона. Эйнштейн в этих утверждениях, соответствующих содержанию квантовой механики, усматривает парадокс, так как они несовместимы с принципом близкодействия, предполагающим существование независимых реальностей в двух отдаленных друг от друга местах пространства. Разрешение этого парадокса, по мнению Эйнштейна, состоит в признании того, что современная квантовая механика дает неполное и непрямое описание реальности, которое позже должно замениться полным и прямым.

Однако с этим разрешением парадокса согласиться нельзя; вернее парадокса здесь нет, и это показал Бор, хотя его рассуждения не являются вполне удовлетворительными с точки зрения уточненной терминологии и аргументации последних его работ[2].

Эйнштейн был прав, когда импульсные и пространственные характеристики атомного объекта (квантовое состояние) признавал объективными, иначе говоря, существующими независимо от воспринимаемых человеком показаний прибора; однако он ошибался, когда по сути дела отождествлял эти характеристики с классическими представлениями. Импульсные и пространственные характеристики относятся не к объекту самому по себе, а к объекту в определенных условиях, фиксируемых приборами различных типов; квантовое состояние относится к потенциальным возможностям взаимодействия между объектом и прибором. Философская подоплека этого положения вещей заключается в том, что атомный объект ведет себя ни как классическая частица, ни как классическая волна, а как материальная система, своеобразно объединяющая свойства частиц и волн. Рассмотренное Эйнштейном взаимодействие таких двух атомных объектов, а также взаимодействие между атомным объектом и прибором, качественно отлично от всех взаимодействий частиц или полей, которые знает классическая физика, и это отражается квантовой механикой.

Взаимодействие, о котором говорил Эйнштейн в своем парадоксе, это — взаимодействие не силовое, но Эйнштейн признавал только силовые взаимодействия,

[1] А. Эйнштейн. Квантовая механика и действительность. Собр. научн. трудов, т. III, М., 1966, стр. 612 (см. также комментарий к статье 44); А. Эйнштейн. Автобиографические заметки. Собр. научн. трудов, т. IV, М., 1967, стр. 259.

[2] Об изложении своих идей в полемике с Эйнштейном 30-х годов Бор пишет: «Перечитывая теперь эти строки, я глубоко сознаю неудовлетворенность и неуклюжесть выражения моих мыслей и чувствую, что эти недостатки изложения должны были сильно затруднять понимание хода моих рассуждений» (статья 72, стр. 427).

и в этом, как отметил В. А. Фок, заключалась его ошибка [1]. Несиловым взаимодействием является также взаимодействие между прибором и объектом в квантовой механике. Соответственно с этим отпадает вопрос о контролируемости и неконтролируемости этого взаимодействия (он не имеет смысла) в квантовой механике; по Фоку, здесь речь идет не о взаимодействии в собственном смысле слова, а о «логической взаимосвязи между квантовым и классическим способом описания на стыке между той частью системы, которая описывается квантовомеханически, (объектом) и той частью, которая описывается классически (прибором)» [2].

В комментируемой статье Бора эта последняя точка зрения ощущается довольно определенно; в ней явственно видно борение понятий, которые со временем уйдут со страниц его работ, с понятиями, точнее отвечающими содержанию квантовой механики, соответствующими установленному и проверенному на опыте математическому аппарату. Об этом свидетельствует тот факт, что понятие «неконтролируемости» — и другие с ним связанные — уступают место мысли о том, что поведение атомных объектов невозможно резко отграничить от их взаимодействия с прибором, понятие дополнительности четко определяется без ссылки на «неконтролируемость», ряд парадоксов, предложенных Эйнштейном, разбирается таким образом, что идея двойственности частица—волна играет ведущую роль и т. д.

Заканчивается статья замечанием о трудностях взаимопонимания между философами и физиками, а также физиками различных школ, и высказывается мнение, что корень затруднений, несомненно, может иногда лежать в предпочтении определенной терминологии, соответствующей тому или другому подходу. Если иметь в виду, что Бор обращал серьезное внимание на необходимость крайней осторожности во всех вопросах терминологии, то из сказанного — без всяких «но» — явствует, что Бор считал весьма важным вопрос о философских установках при рассмотрении проблем науки. Не случайно здесь же он говорит о «глубоких истинах», представляющих такие утверждения, что противоположные им тоже содержат глубокую истину [3]; хотя Бор говорит об этом как бы в шутку, нет сомнения, что за его полушутливыми словами скрывается серьезная мысль. Идеей «глубокой истины» Бор руководствовался в своих научных поисках и прививал ее своим ученикам. Не требуется особой проницательности, чтобы увидеть, что эта идея есть идея диалектического противоречия.

73

Измерения поля и заряда в квантовой электродинамике [102]

См. комментарий к статье 39.

74

Процессы захвата и потери электронов тяжелыми ионами при их прохождении через вещество [112]

Тяжелые заряженные частицы, проходя через вещества, теряют энергию главным образом за счет неупругих столкновений со связанными электронами атомов тормозящего вещества. Этот процесс приводит к непрерывному уменьшению энергии частиц по мере продвижения через тормозящую среду. Когда скорость частицы становится настолько малой, что происходит захват электронов, скорость потери

[1] См. В. А. Фок. Замечания к творческой биографии Альберта Эйнштейна. «Успехи физических наук», 1956, LIX, вып. I, 116.

[2] В. А. Фок. Замечания к статье Бора о его дискуссиях с Эйнштейном. «Успехи физических наук», 1958, LXVI, вып. 4, 601.

[3] Статья 72, стр. 432.

энергии уменьшается, хотя торможение продолжается. В рамках нерелятивистской квантовой механики вопрос о торможении был впервые рассмотрен Гоунтом [1], отказавшимся от применяемого Бором рассмотрения атома как осциллятора. Но Гоунт рассмотрел только случай, когда частица далека от атома, и не нашел существенных отклонений от классической картины Бора. Последовательно квантовомеханическую теорию, основанную на теории возмущений в борновском приближении, дал Бете в 1930 г.[2] Относительные достоинства классической и квантовой формул выяснились благодаря работе Блоха [3] (1933 г.), выполненной при содействии Бора.

75

Открытие Ридбергом спектральных законов [117]

Доклад, прочитанный 1 июля 1954 г. в Лундском университете на юбилейной конференции по атомной спектроскопии, посвященной столетию со дня рождения Ридберга.

Иоганн Роберт Ридберг (1854—1919) — видный шведский физик. В 1879 г. окончил Лундский университет, где впоследствии работал научным сотрудником и профессором. Наиболее важные его работы относятся к систематике атомных спектров. Установил общую закономерность в спектрах элементов (комбинационный принцип Ридберга—Ритца). Его именем названа входящая в формулы спектральных серий постоянная R. Спектральные закономерности сыграли существенную роль в разработке Бором квантовой теории строения атома, наведя его на идею о дискретных энергетических уровнях атома. На основании этой теории Бор установил связь между постоянной Ридберга и квантом действия Планка.

76

Альберт Эйнштейн: 1879—1955 [118]

Бор неоднократно подчеркивал большую роль, которую Эйнштейн сыграл не только в развитии теории относительности, но и квантовой физики. Вспоминая многолетнюю дискуссию с Эйнштейном по принципиальным вопросам квантовой механики, Бор в 1961 г. в Москве в Институте физических проблем говорил: «Ответы на многие вопросы, в свое время вызывавшие ожесточенные дискуссии, в наши дни известны каждому начинающему. А мне хочется сегодня, когда Эйнштейна уже нет с нами, сказать, как много сделал для квантовой механики этот человек с его вечным, неукротимым стремлением к совершенству, к архитектурной стройности, к классической законченности теорий, к единой системе, на основе которой можно было бы развивать всю физическую картину. В каждом новом шаге физики, который, казалось бы, однозначно следовал из предыдущего, он отыскивал противоречия, и противоречия эти становились импульсом, толкавшим физику вперед. На каждом новом этапе Эйнштейн бросал вызов науке, и, не будь этих вызовов, развитие квантовой физики надолго бы затянулось» [4].

---

[1] F. G a u n t. Proc. Cambridge Phil. Soc., 1927, 23, 732.
[2] H. B e t h e. Ann. Phys., 1930, 5, 325.
[3] F. B l o c h. Ann. Phys., 1930, 16, 285.
[4] См. Б. Г. К у з н е ц о в. Эйнштейн и Бор, в кн. «Этюды об Эйнштейне». М., Изд-во «Наука», 1970, стр. 327, 328.

77

Единство знаний [124, 135]

Статья своим содержанием ярко демонстрирует тот факт, что известная часть естествоиспытателей на Западе находит философию нашей эпохи не в традиционных материалистических, идеалистических, позитивистских системах, а в общих концепциях современного естествознания.

Выдвинутая Бором философская идея дополнительности, которая принесла богатые плоды в атомной физике, применяется ее автором к исследованию некоторых принципиальных вопросов биологии, проблем, относящихся к взаимоотношению науки и искусства, науки и религии, некоторых социологических вопросов, психологии, в частности, проблемы свободы воли, вопросов национальной культуры — таков примерно перечень проблем, о которых говорится в статье.

Идею дополнительности различных аспектов физических явлений, конечно, можно извлечь из теоретического материала атомной физики и сформулировать в общем виде для применения ее в не-физических областях. Это возможно тем более, что дополнительность — форма диалектического противоречия, а последнее — как доказывается в марксистской философии — источник развития в природе, обществе и мышлении. Диалектический же характер мышления Бора отмечали физики, которые создавали и развивали квантовую теорию [1].

Однако принцип дополнительности, возникший и развившийся на почве физики XX века, несравнимо уже и беднее содержанием, чем принцип диалектического противоречия — ядро материалистической диалектики, выросшей на столбовой дороге развития философской мысли. Здесь нет надобности входить в детали. Сама статья, о которой идет речь, по своему объективному содержанию доказывает, что дело обстоит именно таким образом.

Когда в статье говорится о физике и ее проблемах с точки зрения дополнительности, рассуждения Бора ясны, убедительны, схватывают суть вопроса во всей его конкретности. Когда же Бор обращается к другим наукам или говорит об искусстве, религии, о социологических проблемах, рассуждения его теряют конкретную содержательность, и анализ ситуаций с дополнительными чертами в биологии, психологии или сознании дальше своего рода теоретико-познавательных аналогий не продвигается.

Вместе с тем такого рода теоретико-познавательные аналогии по своему интересны; их разбор помогает по новому взглянуть на некоторые неясные проблемы отдельных наук, в том числе физики, особенно в отношении их связи друг с другом и другими областями человеческой культуры.

78

Математика и естествознание [119]

В статье рассматривается в общих чертах роль математики в естествознании, в его историческом развитии, включая создание квантовой физики. Основное внимание обращается на этот последний период.

Подчеркивается тесная связь между физическими и математическими исследованиями со времени Галилея и Ньютона: «Открытия в физике стимулировали

[1] См.: W. Pauli, Wahrscheinlichkeit und Physik. «Dialectica», 1954, v. 8, № 3, p. 118; В. Гейзенберг. Открытие Планка и основные философские проблемы атомной теории. «Успехи физических наук», 1958, LXVI, вып. 2, 169; В. А. Фок. Дискуссия с Нильсом Бором. «Вопросы философии», 1964, № 8, стр. 50.

работу математиков, а математические абстракции и обобщения в свою очередь способствовали прояснению физических проблем».

Принципиальный интерес представляет тот факт, что «математические обобщения, которые развивались вне связи с практическими применениями, а просто для достижения логической гармонии, оказались очень удобным инструментом для осуществления грандиозной программы Эйнштейна».

Рассматриваются открытие кванта действия, проблема взаимодействия между объектом и измерительным прибором, принцип дополнительности в духе идей, изложенных в прежних работах Бора. Квантовомеханический формализм трактуется в соответствии со следующим утверждением: «некоммутативность символических операторов прямо отражает взаимную несовместимость экспериментальных установок, которые позволяли бы производить точное измерение соответствующих физических величин».

В качестве вывода из всего рассмотренного в статье утверждается относительно математики и относительно физики, что «никакое соотношение не может быть определено вне соответствующих логических рамок и что всякая кажущаяся дисгармония в описании знаний может быть устранена лишь с помощью расширения системы понятий».

79

Атомы и человеческое познание [121]

Статья написана частично в историческом и, главным образом, логическом плане, причем особо подчеркивается то новое и радикальное, что было принесено развитием исследуемой проблемы и прогрессом познания.

В той части статьи, в которой говорится об атомизме и физике до открытия кванта действия, отмечается глубокое влияние древнего атомизма на развитие механистического понимания природы и решающее значение опытных исследований для выявления закономерностей классической физики. В принципах механики Ньютона «были заложены основы для детерминистического описания» (если иметь в виду *механический* детерминизм», то с Бором нельзя не согласиться).

Приводятся данные о том периоде развития физики (XVIII—XIX вв.), когда думали, что система понятий классической механики дает надлежащие средства для описания всех физических явлений. Показывается очень рельефно, как развитие классической физики и связанного с ней атомизма открыло «путь к установлению свойства цельности атомных процессов, — свойства, далеко выходящего за пределы старого учения об ограничении делимости материи». Открытие Планком кванта действия «ясно показало, что классическое физическое описание является идеализацией и имеет ограниченную применимость». В квантовых процессах «мы встречаем закономерности, совершенно чуждые механистическому пониманию природы и не поддающиеся наглядному детерминистическому описанию».

Большая часть статьи посвящена вопросам, как в физике решались задачи философского характера, поставленные открытием кванта действия; «...не раз пришлось вспомнить о трудности ориентироваться в области опытных фактов, не похожих на те, для описания которых приспособлены наши способы выражения». Отмечается, что Планк «подчеркивал затруднительность отказа от классических принципов...», а Эйнштейн «смело указал на необходимость принимать во внимание квант действия в индивидуальных атомных процессах». Открытием фотона он поставил своеобразную дилемму о волне и частице в применении к свету. Открытие же Резерфордом атомного ядра и установление планетарной модели атома и неудача решения проблемы его устойчивости при помощи классической механики и электродинамики привели, в конце концов, к мысли, что для того, чтобы «получить непротиворечивый отчет об атомных явлениях необходимо в еще большей

мере отказаться от наглядных представлений и что нужна радикальная переформулировка всего описания, чтобы освободить место для всех тех особенностей явлений, которые связаны с квантом действия».

Далее, говорится о математическом аппарате квантовой механики, причем обращается внимание на его статистический характер, который «выступает как естественное обобщение описания классической физики». Доказывается ошибочность взглядов физиков и философов, сомневающихся в том, что вероятностное описание атомных явлений — исчерпывающее описание.

Большое место занимает рассмотрение принципа дополнительности. Термином «неконтролируемое взаимодействие» Бор не пользуется. Он отмечает, в частности, что когда в дискуссиях появилось много предложений, имевших целью «полное контролирование взаимодействий», то в соответствующих рассуждениях не обращали должного внимания на тот факт, что «самое описание действия измерительных приборов предполагает, что все обусловленные квантом взаимодействия между прибором и атомным объектом неотделимы от явления».

Из других философских вопросов, относящихся к принципу дополнительности (они также рассматриваются и в других работах Бора), остановимся в заключение на следующем. Иногда в понятии дополнительности видели ссылку на субъективного наблюдателя, «несовместимую с объективностью научного описания». В каждой области исследования необходимо, конечно, «сохранять резкое разграничение между наблюдателем и содержанием наблюдений». Но открытие кванта действия обнаружило, что «для разумного использования понятий, на которых основаны сообщения об опытных фактах, необходимы предпосылки, до того незамеченные. В квантовой физике описание действия измерительных приборов является ... необходимым условием для определения самого явления». И Бор ставит вопрос о том, что в опыте нельзя проводить резкую отличительную черту между познаваемым объектом и познающим субъектом, наблюдаемой системой и прибором, применяемым для наблюдения (в ряде других работ он анализирует аспекты этого вопроса). Одна иллюстрация из повседневного опыта, принадлежащая самому Бору. Если держать палку свободно, мы чувствуем ее как внешний предмет, при крепком же охвате чувство чужого тела теряется, и ощущение соприкосновения локализуется в точке, где палка соприкасается с исследуемым телом (см. статью 34, стр. 60) [1].

Бор не применяет термина «подготовляющее устройство», который сделал бы в данном случае яснее его идею, как он не применяет и термина «относительность к средствам наблюдения». Эти термины позволили бы уяснить глубже содержание его основных идей и сделать доступнее общий ход его рассуждений. Они применяются другими авторами [2].

[1] Бор говорит о фундаментальном различии между измерительным прибором и изучаемыми объектами. Вместе с тем он подчеркивает относительность различия между субъектом и объектом в области опыта, между наблюдаемой системой и прибором. Примером может послужить известный мысленный эксперимент Гейзенберга с γ-микроскопом. Наблюдатель узнает о координате электрона тем точнее, чем меньше длина волны света, т. е. свет (с его волновыми свойствами) служит ему средством познания поведения электрона. Но квантовые свойства того же света (то, что представляет собой поток фотонов) делает его своего рода неотъемлемой частью познаваемого поведения электрона. В итоге координата и импульс электрона оказываются дополнительными понятиями.

[2] Термин «относительность к средствам наблюдения» был введен впервые В. А. Фоком. (См. приложение к этому тому, стр. 648.)

80

Предисловие и введение к сборнику «Атомная физика и человеческое познание» [124, 131]

См. комментарий к статье 35.

Для русского издания (1961 г.) Бор написал следующее предисловие:

«Мне доставляет большое удовольствие, что это собрание моих работ стало доступно русскому читателю. Я особенно признателен моему старому другу академику Фоку, всегда проявлявшему такой активный интерес к обсуждаемым здесь проблемам, за его инициативу в организации русского издания моих работ и за взятый им на себя тяжелый труд по их переводу.

Копенгаген, март 1961 г.

Н. Бор»

В русском издании сборника помещены также две работы Бора, не вошедшие в английское издание 1957 г. (статьи 81 и 82).

81

Физические науки и проблема жизни [123]

В докладе, прочитанном в Датском медицинском обществе в 1957 г., Бор уточняет основные положения, высказанные им в своих предыдущих выступлениях по проблемам жизни. Касаясь проблемы органической целесообразности, он характеризует в этой связи воззрения своего отца, физиолога X. Бора, под влиянием которого в значительной мере формировались взгляды самого Н. Бора по данной проблеме.

Рассматривая «механистические и финалистические» взгляды в биологии как «взаимно дополнительные», Бор имеет в виду не философские течения механицизма и финализма. Речь в данном случае идет, с одной стороны, о «применении чисто физических и химических идей к биологическим проблемам», и, с другой стороны, о применении «таких понятий, как целесообразность, которые чужды физике, но так прекрасно приспособлены к описанию органических явлений».

82

Квантовая физика и философия [125]

В статье отсутствует понятие «неконтролируемое взаимодействие», которому Бор придавал важное философское значение в своих прежних работах. Термин «дополнительность», сохраняемый Бором, обозначает своеобразное соотношение различных опытных данных об атомных объектах, полученных при помощи разных экспериментальных установок. Эти данные, хотя кажутся противоречащими друг другу при попытке свести их в одну картину, на самом деле исчерпывает все, что можно узнать о предмете.

Описание атомных явлений, отмечается в статье, имеет «совершенно объективный характер в том смысле, что оно обходится без явной ссылки на какого-нибудь индивидуального наблюдателя». Утверждается также, что в квантовой механике мы имеем дело «не с ограничениями точности измерений, а с ограниченной применимостью пространственно-временных понятий и динамических законов сохранения».

В квантовой механике «слово „измерение“ должно ... употребляться в своем прямом смысле количественного сравнения (сравнение с эталоном)». В этой статье

Бор высказывается против применения таких выражений, как «наблюдение возмущает явление» или «измерение создает физические атрибуты объектов». Правильное применение понятия «дополнительность» предполагает признание того, что взаимодействие между измерительным прибором и объектом составляет неотъемлемую часть явления.

Подводя итог, Бор приходит к заключению: «...более широкие рамки дополнительности отнюдь не означают произвольного отказа от идеала причинности. Понятие дополнительности непосредственно выражает наше положение в вопросе об отображении фундаментальных свойств материи, которые считались подлежащими классическому физическому описанию, но оказались вне пределов его применимости».

Таким образом, в этой статье сделан существенный шаг к материалистическому и диалектическому воззрению на квантовую механику. В ней изложена концепция дополнительности, в которой уже не находит себе места идея «неконтролируемого взаимодействия» в полном виде. В этом изложении ярко выражается антитетика корпускулярных и волновых представлений. Сопоставление этих представлений в некоторой антиномии всегда играло решающую роль в концепции дополнительности, но в прежних работах Бора указанная антитетика была затемнена идеей «неконтролируемого взаимодействия». Более того, хотя имеются общие черты между рассуждениями Бора о дополнительности и учением об антиномиях Канта, однако, если взять логическую сторону дела (отвлекаясь от того, что Кант — философ, а Бор — физик), то концепция дополнительности несомненно совершеннее, чем учение об антиномиях.

Кант дальше постановки вопроса о диалектическом противоречии не пошел (в этом упрекнул его Гегель), а Бор не только поставил вопрос о диалектическом противоречии в той области знания, которой он занимался, но и нашел оригинальные пути его разрешения.

Дополнительность — несомненно форма диалектического противоречия и, как показали Бор, его сторонники и последователи, логика этого диалектического противоречия есть логика развития атомной физики.

Эта статья помещена также в сборнике, посвященном 100-летию Макса Планка, под названием «О гносеологических вопросах квантовой физики» [126]. В сборнике статья начинается следующим дополнительным абзацем:

«Развитие квантовой физики, которая благодаря плодотворному сотрудничеству целого поколения физиков так усилила наши знания об атомных процессах и о строении материи, представляет собой один из самых богатых периодов в истории физики. Кто был свидетелем этого развития, все время имел повод любоваться вдохновением и проницательностью, которые привели Макса Планка к его основополагающему открытию. От его благородной личности у меня остались воспоминания, которые я навсегда сохраню с благодарностью, и в мыслях я часто возвращаюсь к нашим беседам об общем гносеологическом вопросе, который возник как раз благодаря его труду и который так сильно занимал его самого. И поскольку меня пригласили участвовать в данном юбилейном сборнике, мне бы хотелось предложить немецкий перевод краткой статьи, в которой я попытался показать сегодняшнее состояние этих проблем и которую я подготовил для сборника „Philosophy in the Mid-Century“» [1].

83

Квантовая физика и биология [127]

Бор отмечает, что достижения молекулярной биологии, в частности открытие генетического кода, в целом подтверждают правильность «постепенного разъясне-

[1] Статья 82. — *Прим. ред.*

ния биологических закономерностей» на основе методологического принципа, признающего дополнительность физико-химического подхода и целостного биологического подхода.

Весьма интересно замечание Бора относительно некоторых принципиальных ограничений познавательных возможностей методов кибернетики в биологии.

84

Предисловие к сборнику «Теоретическая физика XX века» [129]

Сборник посвящен памяти выдающегося физика *Вольфганга Паули* (1900—1958). Паули родился в Вене; там же окончил гимназию. Затем учился в Мюнхене у Зоммерфельда и в Геттингене у Борна. В 1922—1923 гг. работал с Бором в Институте теоретической физики в Копенгагене, что оказало решающее влияние на его дальнейшее научное творчество. В 1923 г. стал доцентом университета в Гамбурге, в 1927 — профессором Высшей технической школы в Цюрихе. Здесь он работал до конца жизни, за исключением лет войны, когда он был в Институте перспективных исследований в Принстоне (США). В 1925 г. сформулировал принцип запрета, в 1931 г. высказал гипотезу о существовании нейтрино. Объяснил парамагнетизм электронного газа в металле, построил теорию спина электрона. Ему принадлежат фундаментальные работы по квантовой теории волновых полей, по мезонной теории ядерных сил, а также ряд блестящих обзоров по кардинальным вопросам современной физики. Лауреат Нобелевской премии (1945).

Статьи сборника отражают историю и современное состояние тех областей физики, в развитии которых принимал участие Паули (квантовая механика, квантовая теория поля, теория относительности, теория твердого тела, статистическая механика, физика элементарных частиц). Их авторами являются крупнейшие физики: Р. Крониг, В. Гейзенберг, Г. Вентцель, Ф. Вилларс, Р. Йост, Х. Казимир, Р. Пайерлс, М. Фирц, В. Баргманн, Б. Ван дер Варден, Л. Д. Ландау, Ву Цзянь-сюн.

85

Возникновение квантовой механики [137]

Вступительная статья к сборнику «Вернер Гейзенберг и физика нашего времени», изданном в связи с шестидесятилетием со дня рождения Гейзенберга. Авторами статей были физики, внесшие существенный вклад в развитие квантовой механики и теории ядра: Ф. Вейцзекер, О. Клейн, П. Иордан, Ф. Блох, М. Борн, А. Ланде, Г. Вентцель, Ф. Хунд и др.

Вернер Гейзенберг (р. 1901) — выдающийся немецкий физик-теоретик, один из создателей квантовой механики и теории атомного ядра. Родился в Вюрцбурге, в 1923 г. окончил Мюнхенский университет, где учился у Зоммерфельда. Сотрудничал с Борном в Геттингене, в 1924—1927 гг. был сотрудником Бора в копенгагенском Институте теоретической физики и преподавал в Копенгагенском университете. С 1927 г. — профессор в Берлине, Лейпциге и Геттингене, с 1946 — директор Института теоретической физики общества Макса Планка в Геттингене. В 1925 г. предложил первый вариант квантовой механики, получивший название матричной механики, в 1927 г. установил принцип неопределенности. Основоположник квантовой теории ферромагнетизма. Ему принадлежат фундаментальные работы по теории атомного ядра, квантовой электродинамике и физике элементарных частиц. Лауреат Нобелевской премии (1932).

86

Воспоминания об основоположнике науки о ядре и дальнейшее развитие его работ [138]

Переработанный текст лекции памяти Резерфорда, прочитанный 28 ноября 1958 г.; опубликован лишь в 1961 г. Статья дает развернутую картину развития атомной и ядерной физики в период с 1911 по 1937 гг.

87

Сольвеевские конгрессы и развитие квантовой физики [139]

Послание XII Сольвеевскому конгрессу, состоявшемуся в Брюсселе 9—14 октября 1961 г. и посвященному проблемам квантовой теории поля. Эта последняя законченная работа Бора вместе со статьями (85) и (86) является ценнейшим документом по истории развития квантовой физики.

ПРИЛОЖЕНИЕ

В. А. ФОК

Квантовая физика и философские проблемы[1]

Целью настоящей статьи является разъяснение понятия относительности к средствам наблюдения как основы описания физических явлений. Указанное понятие настолько важно, что заслуживает наименования *принципа относительности к средствам наблюдения.* Принцип этот особенно важен для правильного понимания квантовой механики. Понятие относительности к средствам наблюдения есть в известном смысле обобщение понятия относительности к системе отчета. Оба понятия играют в соответствующих теориях — квантовой механике и теории относительности — аналогичную роль. Но в то время как теория относительности, которая опирается на понятие относительности к системе отчета, учитывает лишь движение средств наблюдения как целого, в квантовой механике необходимо учитывать и более глубокие свойства средств наблюдения.

Что можно вообще сказать о средствах наблюдения? Что сюда входит? Важным является, по нашему мнению, то, что в категорию средств наблюдения входят как органы чувств человека, так и приборы. Между тем и другим нет принципиальной разницы. Например, очки исправляют дефекты глазного хрусталика, микроскопы и телескопы в огромной мере расширяют возможности наблюдения, но наблюдения с их помощью в принципе не отличаются от наблюдений невооруженным глазом. Так что и то, и другое следует отнести к одной категории. Можно сказать, что приборы являются расширением органов чувств человека. Или, если угодно, ту же мысль можно выразить так: органы чувств человека являются приборами, вмонтированными в человеческий организм.

Чем характеризуются приборы в смысле способов их описания? Существенно то, что к приборам применимы классические способы описания, которые основаны на некоторых абстракциях. Мы попытаемся охарактеризовать эти абстракции. Во-первых, такой абстракцией является абсолютизация физических процессов, т. е. допущение, что они происходят «сами по себе» и не возмущаются актом наблюдения, а значит и не требуют дальнейших указаний о способах наблюдения. Как показывает квантовая механика, это допущение выполнимо лишь приближенно. Приборы характеризуются тем, что хотя, конечно, такая абсолютизация в полной мере к ним и не применима, но приближенно при описании их действия мы все-таки можем ею пользоваться. Это одно допущение. Второй абстракцией является допущение возможности исчерпывающе всестороннего описания действия данного прибора или данной системы. Такая возможность допускается, например, в классической механике. В задаче о движении системы материальных точек с заданными массами и силами взаимодействия все исчерпывается знанием координат и импульсов материальных точек: к этому нечего добавить. Этим исчерпывается все, что можно сказать о состоянии системы. Никакие дальнейшие сведения ничего нового не прибавят. Таким образом, эта идеализация, которая применяется в классической физике, означает допущение возможности одновременно судить о разных сторонах явления, по крайней мере приближенно. Применяя ее к приборам, мы должны учитывать ее приближенный характер.

Чем ограничена возможность такого применения данной идеализации? Мы знаем, что применимость классического способа описания ограничена неравенствами Гейзенберна, которые устанавливают, что обстоятельства, благоприятные для наблюдения одного аспекта явления, например, для локализации объекта в пространстве координат, являются неблагоприятными для наблюдения других аспектов

[1] Впервые напечатана в журнале «Вопросы философии», 1971, № 3, стр. 46.

явления, например, для локализации объекта в пространстве импульсов, т. е. для того, чтобы можно было приписать объекту определенные импульс и энергию. Между обоими аспектами имеется, в этом смысле, дополнительное отношение. Об этом говорит принцип дополнительности Бора. Поскольку наблюдаемость того или иного аспекта явлений есть отражение объективных свойств природы, о принципе дополнительности Бора можно говорить как о законе природы.

Теперь встает важный вопрос: что является основой наших суждений о свойствах объекта? На это можно ответить так: наши суждения основаны на анализе результатов взаимодействия объекта с прибором. Средства наблюдения (приборы или органы чувств человека), допускающие классическое описание с учетом принципа дополнительности, являются необходимым посредником между нашими восприятиями и микрообъектом. На этой основе и следует строить для микрообъектов наиболее адекватные им способы описания.

Для этого, прежде всего, необходимо знать внутренние свойства объекта. Исходя из предложения о тех или иных внутренних свойствах объекта и из задания внешних условий, в которых объект находится, нужно уметь судить о возможных результатах взаимодействия объекта с прибором определенного типа. Тип прибора характеризуется той величиной, какую он способен измерять. Так, прибор, способный измерять с большой точностью количество движения частицы, относится к одному типу, прибор, способный точно измерять положение частицы в пространстве, — к другому типу.

Таким образом, основой наших суждений об объекте являются результаты его взаимодействия с прибором того или иного типа. Мы подчеркиваем, что, когда объект задан и состояние его задано, его можно еще привести к соприкосновению с приборами разного типа: можно заставить его взаимодействовать либо с таким прибором, который дает возможность измерять одну сторону явления (скажем, локализацию в пространстве), либо с прибором другого типа, который дает возможность измерять другой аспект явления (скажем, импульс и энергию); а то и другое вместе — невозможно.

Таким образом, законы квантовой физики, которые проявляются во взаимодействии объекта с прибором, должны учитывать как возможность выбора приборов разного типа, так и потенциальные возможности реагирования объекта на включение того или иного прибора. Кроме того, сами результаты взаимодействия не обязаны быть предопределенными наперед. В самом деле, при многократном повторении опыта не обязательно должно получаться одно и то же значение измеряемой величины; в общем случае речь идет о распределении вероятностей возможных результатов взаимодействия.

Уже само понятие вероятности свидетельствует о том, что речь идет о потенциальных возможностях. Другая сторона потенциальных возможностей состоит в возможности выбора приборов разного типа. Эти приборы разного типа нельзя пустить в ход совместно, и совместить большую точность в измерении дополнительных свойств невозможно; соответствующие неточности связаны неравенствами Гейзенберга.

Таким образом, что следует требовать от теории? Теория должна давать распределение вероятностей для каждой доступной измерению величины, иначе говоря, для результатов взаимодействия объекта с прибором, приспособленным для измерения этой величины. Пока прибор не выбран и не приведен в действие, существуют только потенциальные возможности, совокупность которых и характеризует состояние объекта.

Математическая форма законов квантовой физики должна давать адекватное отражение этих потенциальных возможностей. В квантовой механике это достигается при помощи волновой функции, которая позволяет вычислять относящиеся сюда вероятности. Как известно, эти вероятности выражаются либо прямо через волновую функцию, как квадрат ее модуля, либо после соответствующего преобра-

зования к новым переменным, как квадрат модуля преобразованной волновой функции.

Естественно, что от волновой функции мы требуем выражения закона распределения вероятностей не только для одной величины, но и для двух разных, соответствующих разным приборам. Более полное описание объекта и его состояния, выражение потенциальных возможностей, реализуемых при взаимодействии объекта со средствами наблюдения — в этом состоит ее физический смысл. Это дает и ответ на вопрос: является ли квантовомеханическое описание полным. Поскольку в таком описании исчерпываются все потенциальные возможности, оно несомненно является полным. Чего же еще требовать помимо отображения всех существующих потенциальных возможностей?

Таким образом, та полемика по вопросу о полноте квантовой механики, которая была начата Эйнштейном еще в 1935 году, очевидно, уже исчерпала себя, потому что теперь ответ на поставленные тогда вопросы совершенно ясен.

Как отмечалось в начале, оба принципа относительности — относительность по отношению к системе отчета и относительность к средствам наблюдения — имеют, собственно говоря, одну и ту же природу. Относительность в теории пространства и времени есть относительность к системе отсчета; в квантовой же физике относительность к средствам наблюдения требует более глубокой их характеристики, учитывающей также и принцип дополнительности. И это позволяет несравненно глубже проникать в сущность явлений природы.

Таким образом, по нашему мнению, принцип относительности к средствам наблюдения может оказаться применимым не только в квантовой механике, но, возможно, и в других областях знаний. В этом состоит его философское значение.

БИБЛИОГРАФИЯ*

I. ТРУДЫ Н. БОРА

1. Determination of the surface tension of water by the method of jet vibration. — Phil. Trans. Roy. Soc., 1909, **A209**, p. 281—317.
2. On the determination of the tension of a recently formed water-surface. — Proc. Roy. Soc., 1910, **A84**, p. 395—403.
3. Studier over metallernes elektrontheori. Dissertation. København, 1911.
4. Note on the electron theory of thermo-electric phenomena. — Phil. Mag., 1912, **23**, p. 984—986.
5. On the theory of the decrease of velocity of moving electrified particles on passing through matter. — Phil. Mag., 1913, **26**, p. 10—31.
6. On the constitution of atoms and molecules. — Phil. Mag., 1913, **26**, I, p. 1—25; II, p. 476—502; III, p. 857—875. Вошла в [23].
7. The spectra of helium and hydrogen. — Nature, 1913, **92**, p. 231—232. Вошла в [23].
8. Om brintspektret. — Fys. Tidsskrift, 1914, **12**, s. 97—114. Вошла в [29].
9. Atomic models and X-ray spectra. — Nature, 1914, **92**, p. 553—554. Вошла в [23].
10. On the effect of electric and magnetic fields on spectral lines. — Phil. Mag., 1914, **27**, pp. 506—524. Вошла в [23].
11. On the series spectrum of hydrogen and the structure of the atom. — Phil. Mag., 1915, **29**, p. 332—335. Вошла в [23].
12. The spectra of hydrogen and helium. — Nature, 1915, **95**, p. 617. Вошла в [23].
13. On the quantum theory of radiation and the structure of the atom. — Phil. Mag., 1915, **30**, p. 394—415. Вошла в [23].

* Библиография трудов Нильса Бора и работ о нем составлена У. И. Франкфуртом и А. М. Френком. При составлении настоящей библиографии были использованы следующие источники:

Niels Bohr. Et Mindeskrift. København, 1963.

K. M. Meyer-Abich. Korrespondenz, Individualität und Komplementarität. Wiesbaden, 1965, S. 191—198.

Biographical Memoirs of the Fellows of Royal Society, 1963, v. 9, p. 37—53.

L. Rosenfeld. Niels Bohr's publications. Nuclear physics, 1963, **41**, p. 8—12.

J. C. Poggendorffs Biographisch-Literarisches Handwörterbuch der exacten Naturwissenschaften. 1966, Bd. VII. Teil 1, Lief. 3, S. 451—455.

Fortschritte der Physik (1909—1918); Physikalische Berichte (1920—1941); Physics Abstracts (1941—1969); Реферативный журнал. Физика (1954—1969).

Были просмотрены также каталоги Государственной библиотеки СССР им. В. И. Ленина, Всесоюзной Государственной библиотеки иностранной литературы, Библиотеки МГУ и сводный каталог иностранных книг, поступавших в библиотеки СССР.

14. On the decrease of velocity of swiftly moving electrified particles in passing through matter. — Phil. Mag., 1915, **30**, p. 581—612.
15. Henry Gwyn Jeffreys Moseley (together with Makower, addition to a paper of E. Roy Lankester). — Phil. Mag., 1916, **31**, p. 174—176.
16. Die Anwendung der Quantentheorie auf periodische Systeme (написана для апрельского номера Phil. Mag., 1916. Впервые опубликована в [23]).
17. On the quantum theory of line spectra. I. On the general theory. II. On the hydrogen spectrum. — Kgl. danske vid. selskab. skr. Naturvid. og math. afd., 1918, raekke 8, Bd. IV, 1918, № 1, s. 1—36, 37—100.
18. On the model of a triatomic hydrogen molecule. Medd. Kgl. Vetenskapsakad. Nobelinstitut, Stockholm 1915, **5**, № 28, 16 S.
19. Über die Serienspektra der Elemente. — Z. Phys., 1929, **2**, S. 423—469; УФН, 1922, **3**, стр. 29—64. Вошла в [29].
20. Atomic structure. — Nature, 1921, **108**, p. 104—107.
21. Zur Frage der Polarisation der Strahlung in der Quantentheorie. — Z. Phys., 1921, **6**, S. 1—9.
22. Atomic structure. — Nature, 1921, **108**, p. 208—209.
23. Abhandlungen über Atombau aus den Jahren 1913—1916, Braunschweig, 1921. Содержание: предисловие, [6], [7], [9], [10], [11], [12], [13], [16].
24. Atomernes bygning of stoffernes fysiske og kemiske egenskaber. — Fys. Tidsskr., 1921, **19**, S. 153—220; Z. Phys., 1922, **9**, S. 1—67; УФН, 1923, **3**, стр. 214—233 (сокращенный перевод). Отд. дат. издание: København, 1922. Вошла в [29].
25. Unsere heutige Kenntnis vom Atom. — Die Umschau, 1921, **25**, S. 229—232.
26. Om Forklaringen af det periodiske system. — Fys. Tidsskrift, 1922, **20**, s. 119—120.
27. The difference between series spektra of isotopes. — Nature, 1922, **109**, p. 746.
28. The effect of electric and magnetic fields on spectral lines. — Proc. Phys. Soc., 1923, **A35**, p. 275—302.
29. Drei Aufsätze über Spektren und Atombau. Braunschweig, 1922, 2 Verh., 1924. Англ. пер.: The theory of spectra and atomic structure. Three essays. Cambridge, 1922; 2-ed., Cambridge, 1924. Русск. перевод: Три статьи о спектрах и строении атомов. Франц. перевод: Les spectres et la structure de l'atome. Paris, 1923. Содержание: [8], [19], [24].
30. On the selection principle of the quantum theory. — Phil. Mag., 1922, **43**, p. 1112—1116.
31. On the quantum theory of line spectra. III. Kgl. danske vid. Selskabs skr., 1922, Rk. 8, Bd. IV, S. 101—118 (написана в 1918 г., опубликована с небольшим дополнением в 1922 г.). Нем. перевод всех трех частей и дополнения: Über die Quantentheorie der Linienspektren. Braunschweig, 1923.
32. Om atomernes bygning. Nobelforedrag. Les Prix Nobel en 1921/22. Stockholm, 1923. — Fys. Tidsskrift, 1923, **21**, S. 6—44; Naturwiss., 1923, **11**, S. 606—624; Nature, 1923, **112**, p. 29—44; УФН, 1923, **3**, стр. 417—448; Новые идеи в физике. Сб. № 10, Пг., 1924, стр. 6—41. Отд. нем. издание: Über den Bau der Atome. Berlin, 1924.
33. Röntgenspektren und periodisches System der Elemente (In Gemeinschaft mit D. Coster). — Z. Phys., 1923, **12**, S. 342—374.
34. Linienspektren und Atombau. — Ann. d. Phys., 1923, **71**, S. 228—288.
35. L'application de la théorie des quanta aux problèmes atomiques. В кн.: Atomes et electrons. Rapports et discussions du III Conseil de physique Solvay (1—6 avril 1921). Paris, 1923, p. 228—247, discussion, p. 255—271.
36. Über die Anwendung der Quantentheorie auf den Atombau. I. Die Grundpostulate der Quantentheorie. — Z. Phys., 1923, **13**, S. 117—165; Proc. Cambr. Philos. Soc., 1924, **22**, Suppl., 42 p.
37. The spectra of the lighter elements. — Nature, 1924, **113**, p. 223—224.
38. Über die Quantentheorie der Strahlung (Im Gemeinschaft mit H. A. Kramers und J. C. Slater). — Z. Phys., 1924, **24**, S. 69—87; Phil. Mag., 1924, **47**, p. 785—802.

39. Zur Polarisation des Fluoreszenzlichtes. — Naturwiss., 1924, 12, S. 1115—1117.
40. Über die Wirkung von Atomen bei Stössen. — Z. Phys., 1925, 34, S. 142—157.
41. Atomic theory and mechanics. — Nature, 1925, 116, p. 845—852; Naturwiss., 1926, 14, S. 1—10; УФН, 1926, 6, стр. 93—111. Вошла в [50], [52].
42. Spinning electrons and the structure of spectra. — Nature, 1926, 117, p. 265.
43. Sir Ernest Rutherford. — Nature, 1926, 118, Suppl., p. 51—52.
44. Sir J. J. Thomson's seventieth birthday. — Nature, 1926, 118, p. 879.
45. Nogle Traek fra Atom teoriens senere Udvikling. — Fys. Tidsskr., 1926, 24, S. 20—21.
46. The quantum postulate and the recent development of atomic theory. В кн.: Atti del Congresso Internationale dei Fisici. Como 1927, v. II. Pavia—Roma, 1927. p. 565—588, 589—598. — Nature, 1928, 121, p. 580—590. — Naturwiss., 1928, 16, S. 245—257; УФН, 1928, 8, стр. 306—337. Отд. нем. изд. в кн.: W. Heisenberg, N. Bohr. Die Kopenhagener Deutung der Quantentheorie. Stuttgart, 1963. Франц. перевод в кн.: «Electrons et photons. Rapports et discussions du 5e conseil de physique tenu à Bruxelles du 24 au 29 octobre 1927 sous les auspices de l'Institut International de physique Solvay». Paris, 1928, p. 215—247; discussion, p. 248—256.
47. Sommerfeld und die Atomtheorie. — Naturwiss., 1928, 16, S. 1036.
48. Atom. Encyclopedia Britannica. 14 Ed. London, 1928, v. 2, p. 642—647.
49. Wirkungsquantum und Naturbeschreibung. — Naturwiss., 1929, 17, S. 483—486. Вошла в [50], [52].
50. Atomteori og naturbeskrivelse. København, 1929. Содержание: предисловие, [41], [46], [49].
51. Atomteorien pog grundprincipperne for naturbeskrivelsen. — Fys. Tidsskrift, 1929, 27, S. 103—114. — Naturwiss., 1930, 18, S. 73—78. Вошла в [52].
52. Atomtheorie und Naturbeschreibung. Berlin, 1931. Франц. пер.: La théorie atomique et la description des phénomènes. Paris, 1932. Англ. пер.: Atomic theory and the Description of Nature. Cambridge, 1934; 2-ed. Cambridge, 1961 (с новым предисловием). Другие издания: København, 1958 (дат.); Oslo, 1969 (норв.). Содержание: предисловие, предисловие к [50], статьи [41], [46], [49], [51].
53. Maxwell and modern theoretical physics. — Nature, 1931, 128, p. 691—692. Русск. перевод в кн.: Д. К. Максвелл. Статьи и речи. М., «Наука», 1968, стр. 248—251.
54. Chemistry and the quantum theory of atomic constitution. — J. Chem. Soc., 1932, 134, p. 349—384.
55. Atomic stability and conservation laws. В кн.: «Atti del Convegno di fisica Nucleare della Fondatione Allessandro Volta», 1931. Roma, 1932, p. 119—130.
56. Light and Life. «C. R. 2e Congres Internat. de la lumière. Copenhague, 1932», Copenhague, 1933. — Nature, 1933, 131, p. 421—423, 457—459; Naturens Verden, 1933, 17, S. 49—59; Naturwiss., 1933, 21, S. 245—250. Вошла в [124].
57. Zur Frage der Messbarkeit der elektromagnetischen Feldgrössen (In Gemeinschaft mit L. Rosenfeld). — Kgl. Danske Vid. Selslabs, Mathem.-Fys. Meddelelser, 1933, 12, № 8, S. 3—65. Англ. перевод: On the question of the measurability of electromagnetic field strenghts. 1960.
58. Sur la méthode de correspondance dans la théorie de l'électron. В кн.: «Structure et propriétés des noyaux atomiques. Rapports et discussions du septième conseil de physique, tenu à Bruxelles du 22 au 29 octobre 1933 sous les auspices de l'Institut internationale de physique Solvay.» Paris, 1934, p. 216—228. Замечания Бора в дискуссиях см. стр. 72, 175, 180, 287—288, 327—328, 329, 331, 334.
59. Friederich Paschen zum siebzigsten Geburtstag. — Naturwiss., 1935, 23, S. 73.
60. Zeeman effect and theory of atomic constitution. В кн.: «Verhandelingen, op. 25 mei 1935 aangebogen aan P. Zeeman». Gravenhague 1935, S. 131—134.
61. Quantum mechanics and physical reality. — Nature, 1935, 136, p. 65.

62. Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete? — Phys. Rev., 1935, 48, p. 696—702; УФН, 1936, 16, стр. 446—457.
63. Neutron capture and nuclear constitution. — Nature, 1936, **137**, p. 344—348, 351; Naturwiss., 1936, 24, S. 241—245; УФН, 1936, 16, стр. 425—433.
64. Conservation laws in quantum theory. — Nature, 1936, **138**, p. 25—26.
65. Atomkernernes Egenskaber. — Fysisk Tidsskrift, 1936, **34**, S. 186—194.
66. Kausalität und Komplementarität. — Erkenntnis, 1937, 6, S. 293—303; Naturens Verden, 1937, **21**, S. 113—122; Philosophy of Science, 1937, 4, p. 289—298.
67. On the transmutation of atomic nuclear by impact of material particles (together with F. Kalckar). — Kgl. Danske Vid. Selskabs, Mathem.-Fys. Meddelelser, 1937, **14**, № 10, 40. УФН, 1938, **20**, стр. 317—340.
68. Transmutation of atomic nuclei. — Science, 1937, 86, p. 161—165; УФН, 1937, 18, стр. 337—345.
69. Tribute to the late Lord Rutherford of Nelson. — Nature, 1937, **140**, p. 752—753; 1048—1049.
70. Biology and atomic physics. «Congressi di fisica, radiologia e biologia sperimentale, Bologna 1937 (Celebrazione del secondo centenario della nascita di Luigi Galvani)» Bologna 1938, p. 6—15. — Nuovo Cim., 1938, **15**, p. 429—438; Naturens Verden 1938, **22**, S. 433—442. Вошла в [124].
71. Wirkungsquantum und Atomkern. — Ann. d. Phys., 1938, **32**, S. 5—19; Fysisk Tidsskrift, 1938, **36**, S. 69—84. Франц. перевод вышел отд. изд.: «Quantum d'action et noyaux atomiques». Paris, 1939.
72. Mechanique nucléaire. В кн.: «Reunion internationale de physique-chimie-biologie. Congrès du Palais de la decouverte (Paris, octobre 1937)» II. Physique nucléaire. Paris, 1938, p. 1—2 (81—82).
73. Analysis and synthesis in science. В кн.: «International Encyclopedia of unified science», v. I, № 1, Chicago, 1938, p. 28.
74. Nuclear photo-effect. — Nature, 1938, **141**, p. 326—327; УФН, 1938, **20**, стр. 341—343.
75. Resonance in nuclear photoeffects. — Nature, 1938, **141**, p. 1096—1097.
76. Natural philosophy and human cultures. «C. r. Congr. Internat. Sci. Antropol. et Etnology». Copenhague, 1938. — Nature, 1939, **143**, p. 268—272; Tilskueren, 1939, 56, № 1. Вошла в [124].
76a. Foreword in: C. Møller, E. Rasmussen. Atomer og andre Smaating. København, 1938. Англ. перевод: The world and the atom. London, 1940, p. 7.
77. Disintegration of heavy nuclei. — Nature, 1939, **143**, p. 330.
78. Resonance in uranium and thorium desintegrations and the phenomenon of nuclear fission. — Phys. Rev., 1939, **55**, p. 418—419.
79. Nuclear reactions in the continuous energy region (Together with R. Peierls and G. Placzek). — Nature, 1939, **144**, p. 200—201.
80. The mechanism of nuclear fission (Together with J. A. Wheeler). — Phys. Rev., 1939, 56, p. 426—450.
81. The fission of protactinium (Together with J. A. Wheeler). — Phys. Rev., 1939, 56, p. 1065—1066.
82. The causality problem in atomic physics. В кн.: «Conference on New Theories in Physics. Warsaw, 1938». Paris, 1939, p. 11—30.
83. Der Dichter und Wissenschaftler. В кн.: «Festskrift til Niels Møller paa firsaarsdagen 11 Dec. 1939». København, 1939, s. 80.
84. Scattering and stopping of fission fragments. — Phys. Rev., 1940, 58, p. 654—655.
85. Velocity-range relation for fission fragments (Together with J. K. Bøggild, K. J. Brostrøm and T. Lauritsen). — Phys. Rev., 1940, 58, p. 839—840.
86. Succesive transformations in nuclear fission. — Phys. Rev., 1940, 58, p. 864—866.
87. Velocity-range relations for fission fragments. — Phys. Rev., 1941, **59**, p. 270—275.
88. Nyere undersøgelser over atomkernernes omdannelser. — Fys. Tidsskrift, 1941, 39, S. 3—32; Cosmos, 1946, **24**, S. 24—57.

89. Mechanism of deuteron-induced fission. — Phys. Rev., 1941, 59, p. 1042; Nature, 1941, 148, p. 229.
90. Universitetet og forskningen. — Politiken, 3/VII—1941.
91. Dansk Kultur. В кн.: «Danmarks Kultur ved Aar 1940». København, 1943.
92. Ole Chievitz. — Ord och Bild, 1947, 55, S. 49—53.
93. Science and civilization. — Times, 11/VIII—1945.
94. A challenge to civilization. — Science, 1945, 102, p. 363—364.
95. Newton's principles and modern atomic mechanics. В кн.: «Royal Society. Newton Tercentenary Celebrations». Cambridge, 1946, p. 56—61.
96. Om Maalingsproblemet i Atomfysikken. — Mat. Tidsskrift, 1946, B., S. 163—167.
97. Atomic physics and international cooperation. — Proc. Amer. Phil. Soc., 1947, 91, p. 137—140; Universitas, 1951, 6, S. 547—550.
98. Problems of elementary-particle physics. «Reports of an International Conference on Fundamental Particles and Low Temperature, held at the Cavendish Laboratory, Cambridge, 1946», vol. I. London, 1947, p. 1—4.
99. The penetration of atomic particles through matter. Kgl. Danske Videnskabernes Selskab, Mathem.-Fysiske Meddelelsker, 1948, Bd. 18, N. 8, 144 S. Русск. перевод: Прохождение атомных частиц через вещество (перевод с англ. А. Д. Галанина, под ред. Я. А. Смородинского). М., 1950.
100. On the notions of causality and complementarity. — Dialectica, 1948, 2, p. 312—319; Science, 1950, 3, p. 51—54; «Les particules elementaires, Rapports et discussions du 8-e Conseil de Physique Solvay tenuà Bruxelles, 1948». Paris, 1950, p. 9—17.
101. Discussion with Einstein on epistomological problems in atomic physics. В кн.: «A. Einstein, philosopher-scientist» Evanston, 1949, p. 201—241. Нем. перевод в кн.: «Albert Einstein als Philosoph und Naturforscher. Stuttgart 1955. Русск. пер. УФН, 1958, 66, стр. 571—598. Вошла в [124].
102. Field and charge measurements in quantum electrodynamics (Together with L. Rosenfeld). Phys. Rev., 1950, 78, p. 794—798; Франц. перевод (сокр.) в кн.: «Colloques internationaux du Centre national de la recherche scientifique, v. 38. Particles fondamentales et noyaux. Paris 24—29 avril 1950». Paris, 1953, p. 87—88; discussion p. 88—90.
103. Open Letter to the United Nations. Kopenhagen, 1950; Cambridge, 1950. — Science, 1950, 112, p. 1—6. Датск. перевод: Abent Brew til de Forende Nationer 9 juni 1950. København, 1950.
104. Martin Knudsen (1871—1949). В кн.: «Oversigt over Kgl. Danske Videnskab. Selsk. Virksomhed 1949/1950», København, 1950, S. 61—65.
105. Some General Comments on the Present Situation in Atomic Physics. «Les particules élémentaires. Rapports et discussions de 8-e conseil de Physique Solvay tenu à Bruxelles», Paris, 1950, p. 376—380.
106. Natureidenskabens orkendelsesproblem. В кн.: «Oversigt over Kgl. Danske Videnskab. Selsk. Virksomhed. 1950/1951». København, 1951, S. 39.
107. Tale ved Københavns universitets højtidelighed pă hundredårsdagen for H. C. Ørsteds dod. Fysisk Tidsskr., 1951, 49, S. 6—20.
108. Medical research and natural philosophy. — Acta medica scandinavica, 1952, 142, Suppl., 266, p. 967—972.
109. Hendrik Anthony Kramers. — Ned. Tid. Natuurkunde, 1952, 18, S. 161—166.
110. Ved Hendrik Anthony Kramers dod. — Politiken, 27/IV—1952.
111. Physical science and the study of religions. В кн.: «Studia Orientalia Ioanni Pedersen, septuagenario A. D. VII id Nov. Anno MCMLIII» København, 1953, p. 385—390.
112. Electron capture and loss by heavy ions penetrating through matter (Together with J. Lindhard). — Kgl. Danske Videnskab. Selskab., Mathem.-Fys. Medd., 1954, 28, № 7, p. 3—30.

113. Hendrik Anthony Kramers. — Fys. Tidsskr., 1954, 52, S. 1—8.
114. The unity of knowledge. Address delivered at a conference in October 1951 in connection with the Bicentennial of Columbia university. New York. В кн.: «The Unity of Knowledge». N. Y., 1955, p. 17—62. Вошла в [124].
115. Det fysiske grundlag for industriel udnyttelse at atomkerneenergien. — Tidsskr. f. Industri, 1955, № 7/8, p. 168—179.
116. Physical Science and man's position. В кн.: «Proc. Internat. Conf. on the Peaceful Use of the Atomic Energy at Geneva, August 1955», v. 16, 1956, p. 57—61; Ingeniøren, 1955, 64, S. 810—814; Philosophy today, 1957, p. 65—69.
117. Rydberg's discovery of the spectral law. — Lunds Univ. Årsskrift, 1955, avd. 2, 50, № 21, p. 15—21.
118. Albert Einstein: 1879—1955. — Scientific American, 1955, 192, № 6, p. 31.
119. Mathematics and natural philosophy. — Scientific Monthly, 1956, 82, p. 85—88.
120. Hans Marius Hansen. — Fysisk Tidsskr., 1956, 54, S. 97.
121. Atomene og den menneskelige erkendelse. В кн.: «Oversigt over det Kgl. Danske Videnskab. Selsk. Virksomhed 1955—1956», København, 1956, S. 112—124. — Daedalus 1958, 87, p. 164—174. Вошла в [124].
122. Selvbiografi. — Acta jutlandica, 1956, 28, № 2, Aaarsberetning, 1955—1956, S. 135—138.
123. Die Physik und das Problem des Lebens. Впервые опубл. в [124] (переработанный текст доклада, прочитанного в Датском мед. об-ве в феврале 1949 г.). Вошла в [124].
124. Atomfysik og menneskelig erkendelse. Kobenhavn, 1957. Нем. перевод: Atomphysik und menschliche Erkenntnis, Braunschweig, 1958. Англ. перевод: Atomic physics and human knowledge. N. Y., 1958; 2ed. N. Y., 1961. Швед. перевод: Atomfysik och mansklight vetande. Stockholm, 1959. Франц. перевод: Physique atomique et connaissance humaine. Paris, 1961. Польск. перевод: Fysika atomova a wiedza ludzka. Warszawa, 1963. Венг. перевод: Atomfizika es emberi megismeres. Budapest, 1964. Содержание: [56], [70], [76], [101], [114], [121], [123].
125. Quantum physics and philosophy. (Causality and complementarity.) В кн.: «Philosophy in the mid-century. A survey» Firenze 1958, p. 308—314; УФН, 1959, 67, стр. 37—42. Вошла в [131] и [141].
126. Ueber Erkenntnisfragen der Quantenphysik. В кн.: «Max Planck-Festschrift» Berlin, 1958, S. 169—175. — Naturwiss. Rundschau, 1960, 13, S. 252—255.
127. Quantum physics and biology. В кн.: «Symposia of the Society for Exper. Biology, № 14; Models and Analogues in Biology» Cambridge, 1960, p. 1—5. Вошла в [141].
128. E. K. Rasmussen (1901—1959). — Fys. Tidsskr., 1960, 58, S. 1.
129. Foreword in «Theoretical Physics in the Twentieth Century. A memorial volume to Wolfgang Pauli». New York, 1960, p. 1—4. Русск. перевод в кн.: «Теоретическая физика XX века». Памяти Вольфганга Паули (под ред. Я. А. Смородинского). М., 1962, стр. 11—14.
130. Den menneskelige erkendelses enhed. Foredrag pa Den Europaeiske kulturfonds kongres. — Berlingske Tidende 22/X-1960; Europa, 1961, August. Вошла в [141].
131. Атомная физика и человеческое познание. М., 1961. Содержание: [56], [70], [76], [101], [114], [121], [123], [125], [127] (кроме последних двух работ, все входят в [124]).
132. Teoria dell'atomo e conoscenza umana. Torino, 1961. Содержание: все статьи, вошедшие в сборники [23], [29], [52], [124], кроме [101].
133. The connexion between the sciences. Address at the International Congress of Pharmaceutic Sciences, Kopenhagen 1960. Опубликована впервые в русск. пер. под названием «О единстве человеческих знаний». — УФН, 1962, 76, стр. 21—24. Вошла в [141].

134. Physicals models and living organismus. В кн.: «A Symposium on Light and Life. Baltimore, 1960». Baltimore, 1961, p. 1—3.
135. Ueber die Einheit unseres Wissens. — Universitas, 1961, 16, S. 835—840.
136. Atomvidenskaben og menneskehedens krise. — Politiken, 20/IV-1961.
137. Die Entstehung der Quantenmechanik. В кн.: «Werner Heisenberg und die Physik unserer Zeit», Braunschweig, 1961, IX—XII. Вошла в [141].
138. The Rutherford Memorial Lecture: Reminescences of the founder of nuclear science and of some developments based on his work. — Proc. Phys. Soc., 1961, 78, p. 1083—1115; УФН, 1963, 80, стр. 215—250. Вошла в [141].
139. The Solvay meetings and the development of quantum physics. Address at the 12th Solvay Meeting. В кн.: «La théorie quantique des champs. Institut international de physique Solvay. Douzième Conseil de physique tenu a Bruxelles du 9 au 14 octobre 1961». N. Y., 1962, p. 13—36. — УФН 1967, 91, стр. 737—753. Вошла в [141].
140. Light and Life revisited. — ICSU Rev. 1963, 5, p. 194—199; Naturwiss., 1963, 50, S. 725—727. Вошла в [141].
141. Essays 1958—1962 on Atomic Physics and Human Knowledge. N. Y. 1963. Дат. перевод: Atomfysik og menneskelig erkendelse. II. Artikler fra ărene 1958—1962. København, 1964. Нем. перевод: Atomphysik und menschliche Erkenntnis. Aufsätze und Vorträge aus den Jahren 1958—1962. Braunschweig. 1966. Содержание: [125], [130], [133], [137], [138], [139], [140].
142. On the constitution of atoms and molecules. Papers of 1913 reprinted from the Philosophical Magazin. With an introduction of L. Rosenfeld. Copenhagen, 1963 (содержит работу [6] и не публиковавшиеся ранее черновые записки к IV части этой работы).

II. СООБЩЕНИЯ О ДОКЛАДАХ Н. БОРА *

1. Electron theory of metals. — Nature, 1911, 88, p. 200. (Сообщение о докладе на заседании Кембриджского философского общества 13 ноября 1911 г.).
2. On radio-active elements and the periodic law. — Nature, 1915, 96, p. 240—242. (Сообщение о выступлении на собрании Британской ассоциации содействия развитию науки в сентябре 1915 г.).
3. On the law of conservation of energy. — Nature, 1925, 116, p. 262. (Сообщение о докладе в Датской академии наук 20 февраля 1925 г.).
4. Atomic theory and wave mechanics. — Nature, 1927, 119, p. 262. (Сообщение о докладе в Датской академии наук 17 декабря 1926 г.).
5. The quantum postulate and the recent development of atomic theory. — Nature, 1928, 121, p. 78. (Сообщение о докладе в Датской академии наук 27 ноября 1927 г.).
6. Quantum theory and relativity. — Nature, 1929, 123, p. 434. (Сообщение о докладе в Датской академии наук 10 октября 1928 г.).
7. Philosophical aspects of atomic theory. — Nature, 1930, 125, p. 958. (Сообщение о докладе в Эдинбургском королевском обществе 26 мая 1930 г.).
8. The use of the concept of space and time in atomic theory. — Nature, 1931, 127, p. 43. (Сообщение о докладе в Датской академии наук 17 октября 1930 г.).

* В журнале «Nature» публиковались сообщения о прочитанных Бором в разные годы докладах и их краткое содержание. Поскольку большинство этих докладов не были опубликованы, приводим их перечень (по работе: K. M. Meyer-Abich. Korrespondenz, Individualität und Komplementarität. Wiesbaden, 1965, S. 191—198).

9. The properties of the neutron. — Nature, 1932, **130**, p. 287. (Сообщение о докладе в Датской академии наук 29 апреля 1932 г.).
10. The limited measurability of electromagnetic fields of force. — Nature, 1933, **132**, p. 75. (Сообщение о докладе в Датской академии наук 2 декабря 1932 г.).
11. Neutron capture and nuclear constitution. — Nature, 1936, **137**. p. 351. (Сообщение о докладе в Датской академии наук 27 января 1936 и в физическом обществе Лондонского университетского колледжа 11 февраля 1936 г.).
12. Properties and constitution of atomic nuclei. — Nature, 1936, **138**, p. 695. (Сообщение о докладе в Датской академии наук 24 января 1936 г.).
13. On nuclear physics. — Nature, 1938, **142**, p. 520. (Сообщение о речи при открытии дискуссии о физике ядра на заседании секции А Британской ассоциации в сентябре 1938 г.).
14. Reactions of atomic nuclei. — Nature, 1939, **143**, p. 215. (Сообщение о докладе в Датской академии наук 21 октября 1938 г.).
15. Causality and complementarity. — Nature, 1949, **164**, p. 561. (Сообщение о гиффордовских лекциях, прочитанных в Эдинбургском университете 21/X—11/XI—1949 г.).
16. Edinburgh Conference on Elementary Particles. — Nature, 1950, 165, p. 155. (Сообщение о выступлении в дискуссии 14—16 ноября 1949 г.).

III. РАБОТЫ О Н. БОРЕ

1. Алексеев И. С. Два выступления Н. Бора. — Вопросы философии, 1961, № 8, стр. 156—160.
2. Алиханов А. И., Арцимович Л. А., Боголюбов Н. Н. и др. Нильс Бор (1885—1962). — ВАН СССР, 1962, № 12, стр. 90—91.
3. Белоконь В. А. Крупнейший физик нашего времени Нильс Бор — наш гость. — Природа, 1961, стр. 50—53.
4. Белоконь В. А. Нильс Бор в гостях у советских ученых. — УФН, 1962, **76**, стр. 185—189.
5. Гинзбург В. Л. Памяти Нильса Бора. — УФН, 1963, **80**, стр. 207—214.
6. Григорьян А. Т. Нильс Бор (к 70-летию со дня рождения). — Вопр. ист. ест. и тех., вып. 10, М., 1960, стр. 193—194.
7. Данин Д. С. Резерфорд и Бор. — Природа, 1966, № 4, стр. 70—80; № 5, стр. 99—108.
8. Капица П. Л. Памяти Нильса Бора. — Природа, 1963, № 1, стр. 67.
9. Kouznetsov B. Einstein et Bohr. — «Organon», 1965, № 2, p. 105—121.
9а. Б. Г. Кузнецов. Эйнштейн и Бор. В кн.: «Этюды об Эйнштейне», М., 1970, стр. 309—348.
10. Лазарев П., Белопольский А., Курнаков Н. и др. Записка об ученых трудах Нильса Бора. — Изв. Росс. Акад., 1924, 18, № 12-18, стр. 458—459.
11. Ландау Л. Д. Слово о Нильсе Боре. — «Комсомольская правда», 6.X 1965 г.
12. Лебеденко М. Нильс Бор о научном сотрудничестве с советскими учеными. — УФН, 1963, **80**, стр. 251—254.
13. Мар Н. С Нильсом Бором по Грузии. — Литерат. Грузия, 1962, № 6, стр. 53—60.
14. Митрани Л. Нильс Бор. — Физ.-матем. описание, 1936, 6, № 1, стр. 61—64.
15. Мур Р. Нильс Бор — человек и ученый. М., 1969.
15а. В. Д. Паркадзе. Ученый и борец. Тбилиси, 1965 (на груз. яз.).
15б. В. Д. Паркадзе. Нильс Бор. В кн.: «Сборник трудов Совета историков естествознания и техники». Вып. 1—2, Тбилиси, 1970, стр. 215—229.
16. Пекар С. Пам'яти Нільса Бора. — Укр. фіз. ж., 1963, № 1, стр. 3—4.

17. Рожанский И. Д. Нильс Бор в Советском Союзе. — ВАН СССР, 1961, 31, № 8, стр. 107—109.
17а. Л. А. Слив. Три встречи с Нильсом Бором. В кн.: «Развитие современной физики», М., 1964, стр. 41—49.
18. Смородинский Я. А. Памяти Нильса Бора. — Наука и жизнь, 1963, № 2, стр. 42—43.
19. Тамм И. Е. Памяти Нильса Бора. — Вопр. ист. ест. и тех., вып. 17, М., 1964, стр. 3—5.
20. Тамм И. Е. Нильс Бор — великий физик XX века. — УФН, 1963, **80**, стр. 191—195.
21. Тамм И. Е. Нильс Бор и современная физика. Памяти великого ученого. — Природа, 1963, № 5, стр. 44—51.
22. Файнбойм И. Б. Нильс Бор. — Физика в школе, 1965, № 6, стр. 17—20.
23. Фейнберг Е. Л. Жизнь и деятельность Нильса Бора. — УФН, 1963, **80**, стр. 197—205.
23а. Фейнберг Е. Л. Научное творчество Нильса Бора. В кн.: «Развитие современной физики», М., 1964, стр. 50—63.
24. Фок В. А. Критика взглядов Бора на квантовую механику. — УФН, 1951, **45**, стр. 3—14.
25. Нильс Бор и развитие физики. Сборник, посвященный Нильсу Бору в связи с его семидесятилетием. М., ИЛ, 1958.
26. Нильс Бор. Жизнь и творчество. М., изд-во «Наука», 1967.
27. Bloch F. Reminiscences of Niels Bohr. — Physics Today, 1963, **16**, № 10, p. 32—34.
28. Bohme J. Niels Bohr zu seinem 50 Geburtstag (7/X—1935). — Z. phys. und chem. Unterr., 1936, **49**, S. 39—40.
29. Bragg W. Awards of Medals, 1938. Prof. Bohr is awarded the Copley Medal. — Proc. Roy. Soc., 1938/1939, **A. 169**, p. 19—20.
30. Broglie L. de. La vie et l'oeuvre de Niels Bohr. — Ann. phys. 1963, **8**, № 1-2, p. 117—120.
31. Casimir H. B. Levensbericht van Niels Bohr. B кн.: «Jaarbock Koninkl. nederl. Acad. wet. 1962/63». Amsterdam, 1963, p. 376—379.
32. Cocroft J. Prof. Niels Bohr. — Nature, 1962, **196**, p. 1037—1038.
33. Cocroft J. D. Niels Henrik David Bohr. Biographical Memoirs of Fellows of the Royal Society, 1963, v. 9, p. 37—53.
34. Franck J. Niels Bohrs Persönlichkeit. — Naturwiss., 1963, **50**, S. 341—343.
35. Gamov G. Der junge Niels Bohr. — Phys. Bl., 1960, **16**, S. 525—527.
36. Gamov G. Niels Bohr, the man who explained the atom. — Science Digest, 1963, **53**, p. 71—78.
37. Gjøtterud K. Niels Bohr: fysiskeren og naturfilosofen. — Fra fys. verden, 1965, **27**, № 4, S. 85—92.
38. Hans D. Zur Geschichte der Theorie des Atomkerns. — Angew. Chem., 1964, **76**, № 2, S. 69—75.
39. Hansen V. Om Niels Bohrs filosofi. — Nord tidskr. vet., konst och ind., 1958, **34**, s. 333—335.
40. Hansen H. M. Bohr Niels. В кн.: «Dansk biografisk Leksikon», bd 3. København, 1934, s. 376—385.
41. Hansen V. Niels Bohr — humanist og filosof. — Nord. tidskr. vet., konst och ind., 1963, **39**, s. 97—100.
42. Heathcote N. H. Nobel prize winners in physics. N. Y., 1953, p. 198—205.
43. Heisenberg W. Niels Bohr zum fünfzigsten Geburtstage am 7 Oktober 1935. — Naturwiss., 1935, **23**, S. 679.

44. Henriksen R. Niels Bohr und die praktische Anwendung der Kernenergie. — Ingeniøren, 1955, 64, S. 798.
45. Hertz G. Niels Bohr. Jahrbuch Dtsch. Akad. Wiss., 1963. Berlin, 1964, S. 214.
46. Hörtz H. Niels Bohr — ein hervorragender Naturwissenschaftler und Humanist. — Math. Phys. Schule, 1963, A10, S. 268—276.
47. Jaffe B. Crucibles; the story of chemistry. 1948, p. 322—328, 378—383.
48. Jordan P. Gedenken an Niels Bohr. — Phys. Bl., 1963, 19, N 2, S. 60—63.
49. Караиванов В. Нильс Бор. — Природа (Бълг.), 1963, 12, № 1, с. 109—113.
50. Karman T. v. Niels Henrik David Bohr (1885—1962). — Astronautica acta (Wien), 1963, 9, S. 47—48.
51. Károlyházy F. Niels Bohr (1885—1962). — Fiz. szemle, 1963, 13, № 1, o. 3—4.
52. Ladenburg R. Niels Bohr, Nobelpreisträger für Physik für das Jahr 1922. — Chem. Ztg., 1922, 46, S. 1110.
53. Lepsius R. Niels Bohr — Ritter der Friedensklasse des Ordens «Pour le Merité», Nobelspreisträger für Physik 1922—70. Geburtstag. — Chem. Ztg., 1955, 79, S. 697—698.
54. Lepsius R. Niels Henrik David Bohr zum fünfundsiebzigsten Geburtstag. — Chem. Ztg., 1960, 84, S. 645—646.
55. Michelsen B. Niels Bohr. Atomteoretiker, inspirator, samlingspunkt. København, 1963.
56. Möller C. Professor Niels Bohr i anledning af 70-arsdogen den 7 oktober 1955. — Ingeniøren, 1955, 65, S. 794—797.
57. Moore R. Niels Bohr, the man and the scientist, Ld., 1967.
58. Moulton F. R. Autobiography of science. 1945, p. 540—542.
59. Nielson J. R. Memories of Niels Bohr. — Physics Today, 1963, 16, № 10, p. 22—30.
60. Novobatzky K. Niels Bohr emlékbeszéd. — Fiz. szemle, 1963, 13, № 4, p. 99—101.
61. Pauli W. Niels Bohr on his 60th birthday. — Rev. Mod. Phys., 1945, 17, p. 97—101.
62. Peierls R. An appreciation of Niels Bohr. — Proc. Phys. Soc., 1963, A81, p. 793—799.
63. Perrin F. Notice necrologique sur Niels Bohr, Associé étranger. — C. R. 1963, 256, № 1, p. 30—33.
64. Pihl M. Niels Bohr og hans forskning. — Nord. tidskr. vet., konst och ind., 1963, 39, S. 81—96.
65. Püllmann A. Das Porträt eines Denkers. — Meridian, 1956, 9, S. 60—65.
66. Riedman S. R. Men and woemen behind the atom. 1958, p. 116—129.
67. Robinson D. The 100 most important people in the world today. Boston—Toronto, 1953, p. 250—253.
68. Rosenfeld L. Niels Bohr. An Essay dedicated to him on the occasion of his sixtieth birthday 7 Oct. 1945. Amsterdam, 1945, 2ed. Amsterdam, 1961.
69. Rosenfeld L. Niels Bohr (7 oct. 1885—18 nov. 1962). Niels Bohr's publications. — Nucl. Phys., 1963, 41, p. 1—2 (имеется библиография трудов).
70. Rosenfeld L. Niels Bohr's contribution to epistemology. — Physics Today, 1963, 16, № 10, p. 47—52.
71. Rosental S. Niels Bohr at work. — Nucl. Phys., 1963, 41, № 1, p. 13—16.
72. Rousseau P. Niels Bohr ou l'âge heroique de l'atome. — Revue Paris, 1963, 70, p. 105—115.
73. Rubinowicz W. Niels Bohr. — Postepy fiz., 1963, 14, s. 273—279.
74. Schneider E. Niels Bohr. В кн.: Von Röntgen zu Einstein, von Planck zu Heisenberg. Berlin, 1953, S. 119—138.

75. Simons L. Niels Bohr och atomforskningen. — Arsbok. Soc. scient. fennica, 1962—1963, 1965, 41, № C2, S. 1—7.
76. Stehr G. Niels Bohr. — Urania (DDR), 1961, 24, № 10, S. 390—393.
77. Weisskopf V. F. Niels Bohr, a memorial tribute. — Physics Today, 1963, 16, № 10, p. 58—60.
78. Weizsäcker C. F. Niels Bohr. Der Schopfer des Atommodels. В кн.: Forschen und Wissenschaftler im heutigen Europa. Bd. 1. Hamburg, 1955, S. 71—78.
79. Wheeler J. A. Niels Bohr and nuclear physics. — Physics Today, 1963, 16, № 10, p. 36—45.
80. Wheeler J. A. No fugitive and cloistered virtue. — Physics Today, 1963, 16, № 10, p. 30—32.
81. Niels Bohr. В кн.: Les Prix Nobel en 1921—1922, p. 126—127. Stockholm, 1924.
82. Niels Bohr. — Science and Culture, 1935, 1, p. 337.
83. Niels H. D. Bohr. — Annuario Pontif. Accad. Sci., 1936—1937, 1, p. 151—156.
84. Professor Bohr's visit to America. — Scientific Monthly, 1937, 44, p. 285.
85. Bohr Niels Henrik Davis. — Current biography, 1945, 6, № 9.
86. Niels Bohr. — Chem. Ztg., 1955, 79, S. 697—698.
87. Niels Bohr. Zu seinem 70 Geburstag. — Elektro-Technik, 1955, 37, S. 363.
88. Niels Bohr. Annuario generale, Accad. Naz. Roma, 1961, 40, p. 509—517.
89. Niels Bohr. Britanica book of the Year 1962. London, 1963, p. 865.
90. Bohr Niels. Americana Annual, 1963, p. 92—93.
91. Niels Bohr und sein Atommodel. Zum Tode des großen Physikers — Chem. Lab. Betrieb, 1963, 14, № 1, S. 1—9.
92. Niels Bohr. Et Mindenskrift. København, 1963 (имеется библиография трудов).
93. Niels Bohr. Hans liv og virke fortalt af en kreds af venner og medarbejere. København, 1964. Англ. перевод: Niels Bohr. His life and work as seen by his friends and collegues. Amsterdam, 1967, 355 pp.
94. Niels Bohr and the development of physics. Essays dedicated to Niels Bohr on the occasion of his seventieth birthday. London, 1955.

УКАЗАТЕЛЬ ИМЕН

Агено (Ageno M.) II: 360
Адамар Ж. II: 635
Адамс (Adams E. P.) I: 77, 78, 230
Александер II: 565
Аллен С. I: 187, 188, 570
Амальди (Amaldi E.) II: 197, 360, 625, 626
Амбарцумян В. А. II: 636
Андерсон (Anderson H. L.) II: 300, 327, 328, 330, 338, 574, 608, 610
Андраде II: 559
Арбузов А. Е. II: 636
Аристотель II: 250, 252, 488, 518, 630
Аррениус I: 417; II: 77
Архимед II: 7, 250, 498
Арцимович Л. А. II: 626
Астон (Aston F. W.) I: 418, 419, 576; II: 80, 106, 195, 262, 567, 582
Аткинсон II: 581

Байер О. (Baeyer O. v.) I: 81, 82, 234
Бак (Back E.) I: 181, 183, 185, 282, 339, 415; II: 94, 173, 176, 177, 623
Бальмер И. Я. (Balmer) I: 89, 91—93, 96, 148, 149, 152, 163, 170, 173, 178, 183, 186—189, 191—193, 196, 200, 201, 203, 250, 255, 309, 320, 385, 387, 422, 426—429, 435, 436, 438, 453, 570; II: 10, 14, 17, 24, 65, 84, 86—90, 255, 471, 472, 476, 552
Бар Е. фон I: 424
Баргманн В. II: 646
Баркла (Barkla C. G.) I: 107, 215, 322, 449; II: 89, 550, 559, 560
Барнетт II: 177
Баршалл (Barschall H. H.) II: 335, 343, 350
Бек II: 366, 626, 634
Беккерель А. II: 548
Белл Д. (Bell G. J.) II: 447, 457—459
Бергенгрен (Bergengren) I: 465
Бери (Бэри, Bury C. R.) I: 362, 365, 447, 451, 455; II: 92
Берцелиус I: 417
Бессель I: 11
Бете Г. (Béthe H. A.) II: 197, 213, 227, 229, 235, 238, 242, 266, 309, 322, 324, 326, 342, 346, 347, 367, 369, 374, 551, 618, 622, 626—629, 640
Бивен П. II: 570
Блеккет II: 568, 574, 586, 608, 622
Блох (Bloch F.) II: 367, 606, 640, 646
Боггилд Я. (Bøggild J. K.) II: 352, 355, 364, 369, 371, 634, 635
Бозе II: 100, 101, 106, 108, 389, 443, 573, 601, 602
Боккиарелли (Bocciarelli D.) II: 360
Болтвуд II: 80
Больцман Л. (Boltzmann L.) I: 60, 219, 495, 498, 499; II: 7, 72, 222, 400, 500, 592, 601, 623
Бонхофер II: 100
Бор Хр. II: 519
Борелли II: 251
Борн М. (Born M.) I: 329, 492, 558; II: 23, 24, 41—43, 67, 96, 260, 388, 404, 537, 541, 542, 570, 571, 573, 600, 601, 612, 613, 615, 616, 619, 646
Боте В. (Bothe W.) I: 549, 559, 580; II: 13, 202, 237, 268, 269, 274, 298, 348, 582, 627, 628, 630, 631
Боуэн II: 558
Брейт Г. (Breit G.) I: 509, 542; II: 225, 226, 242, 266, 324, 627, 629
Бриджмен II: 599
Бриллюэн Л. II: 616, 618
Бройль Л. де (Broglie L. de) I: 367, 370, 562, 580; II: 32, 33, 38, 43, 48, 67, 73, 96, 97, 197, 260, 266, 404, 542, 571, 599, 601, 616, 617, 622

Бройль М. де II: 598, 622
Брострём К. (Brostrøm K. J.) II: 352, 355, 364, 369, 371, 634, 635
Брэгг У. Г. (Bragg W. H.) I: 73, 74, 213, 429, 568; II: 89, 550, 560, 595, 597, 616
Брэгг У. Л. I: 429, 568; II: 89, 550, 595, 600
Брэкет (Brackett F.) I: 387
Брюммер I: 46, 49
Будда II: 256
Бунзен I: 483
Бургерс (Burgers J. M.) I: 299, 312, 395, 487, 492, 495, 501, 572
Бут (Booth E. T.) II: 300, 330, 341, 350, 633
Бьерге Т. (Bjerge T.) II: 238
Бьеррум Н. (Bjerrum N.) I: 140, 308, 424, 440, 565; II: 98, 99, 550

Вавилов С. И. II: 635
Вагнер I: 367
Вайнштейн I: 46
Вайскопф (Weisskopf V.) II: 235, 237, 243, 268, 320, 337, 340, 388, 610, 629
Ванг (Wang P.) II: 338
Ван ден Брук (Van den Broek A.) I: 107, 158, 171, 194, 248, 322, 419, 549, 564, 566, 567
Ван-Флек II: 605
Варбург Э. (Warburg E.) I: 117, 169, 389. 565, 569, 593
Вардер Р. (Varder R. V.) I: 236, 238
Ватсон I: 46
Введенский Б. А. I: 636
Вегард I: 327, 352, 362, 370, 445, 447, 454; II: 90
Везалиус II: 519
Вейсс I: 148; II: 604
Вейцзекер (Weizsäcker C. F.) II: 218, 221, 270, 308, 646
Вейцман X. II: 565
Вентцель Г. (Wentzel G.) I: 372, 374, 458, 480; II: 615, 646
Веффлер II: 631
Вигнер Е. (Wigner E.) II: 225, 226, 242, 266, 319, 324, 573, 627
Вильсон Ч. (Wilson C. T. R.) I: 81, 82, 240, 245, 295, 324, 395, 487, 549, 556; II: 13, 39, 91, 352, 354, 355, 364, 417, 546, 562, 575, 582—584, 586, 634
Вин В. (Wien W.) I: 512; II: 623
Винн-Уильямс II: 585
Виноградов И. М. II: 636
Вольта А. II: 30, 76, 252, 406, 615, 622
Воорис ван (Voorhis C. C. van) II: 335, 350
Ву II: 611
Вуд Р. (Wood R. W.) I: 99, 258, 259, 538, 542, 545, 547, 548; II: 570

Гааз (Haas A. E.) I: 88, 565; II: 549
Гааз де (Haas W. de) I: 196, 197, 424, 570; II: 177, 594
Гавас (Havas P.) II: 366, 634
Гайтлер II: 99, 543, 573, 602, 605, 618
Галилей Г. II: 7, 247, 251, 482, 498, 505, 519, 526, 576, 641
Гальвани II: 247, 248, 250, 252, 589, 629
Гамильтон У. Р. I: 173, 201; II: 7, 16, 41, 44, 57, 404, 540, 542, 571, 573, 616
Гамов II: 107, 195, 216, 228, 263, 264, 302, 318, 339, 581, 586, 588, 607, 608, 622
Ган О. (Hahn O.) II: 270, 289, 291—293, 299, 301, 325, 326, 328, 335, 586, 615, 632
Ганле В. (Hanle W.) I: 542, 543, 547, 548
Гарбассо А. (Garbasso A.) I: 178, 407, 565, 566
Гарвей II: 251, 519
Гаудсмит (Goudsmit S.) II: 20, 25, 52, 94, 177, 260, 614
Гейгер Г. (Geiger H.) I: 74, 84, 107, 233, 243, 244, 549, 559, 580; II: 13, 27, 81, 107, 264, 369, 547, 566, 568, 575, 581, 615, 622, 627
Гейзенберг В. (Heisenberg W.) I: 339, 340, 512, 545, 547, 560, 576, 579, 580; II: 7, 20—24, 33, 36, 39, 41, 42, 46, 48—50, 52, 57, 66, 68, 73, 95—97, 99, 102, 104, 120, 123, 124, 126—128, 131, 136, 162, 164, 178, 182, 194, 202, 207, 216, 255, 260—263, 382, 390, 404—406, 418, 443, 486, 502, 510, 530, 540—544, 569, 571, 573, 577, 600—602, 605, 609, 611, 613—616, 618, 619, 622, 625, 641, 642, 646, 648, 649
Гейн Ф. (Heyn F.) II: 224
Гейсслер I: 152
Гельмгольц Г. II: 76, 110
Гендерсон I: 210, 552, 571; II: 585
Гентнер В. (Gentner W.) II: 237, 269, 274, 298, 348, 630, 631
Герке Э. I: 174, 178
Герлах I: 457, 510; II: 18, 48, 94, 177, 403, 542, 618
Герц Генрих I: 421; II: 380

Герц Густав (Hertz G.) I: 119, 209, 210, 241, 242, 260, 261, 316, 433, 550, 566, 571; II: 12, 65, 85, 254, 260, 401, 475, 564, 569, 598
Герцфельд (Herzfeld K.) I: 182, 188, 215, 220, 233, 565, 566
Гиббс II: 8
Гильберт II: 499
Глассон Д. (Glasson J. L.) I: 244
Глейшер (Glaisher) I: 229
Гольдштейн I: 46
Гордон II: 605
Готье II: 565
Гоунт (Gaunt F.) II: 640
Гоутерманс II: 581
Гочер I: 261
Грабовский I: 46
Гроот X. I: 523
Гроссе (Grosse A. V.) II: 350, 633
Грунмах I: 46, 47, 49
Гупка Э. I: 117
Гэнт (Gant D. H. T.) II: 362
Гэрни I: 554; II: 107, 216, 263, 581, 586
Гюйгенс X. II: 8, 74, 542, 592

Дальтон II: 252
Даниш (Danysz) I: 234, 236, 239
Даннинг (Danning J. R.) II: 300, 330, 341, 350, 633
Дарвин (Darwin C. G.) I: 64—66, 72, 237, 523, 564, 568; II: 50, 52, 550, 559, 560, 564, 568, 570, 574, 577
Дебай П. (Debye P.) I: 160, 170, 267, 268, 270, 272, 294, 295, 310, 337, 370, 395, 396, 437, 519, 529, 570—572; II: 96, 599, 615, 616, 618, 622, 627
Декарт Р. II: 498, 519
Демокрит II: 250, 252, 630
Демпстер (Dempster A. J.) I: 536; II: 303, 309
Деннисон (Dennison) II: 52, 100, 543, 602
Джермер II: 96, 571, 599, 617
Джинс Д. (Jeans J. H.) I: 68, 156, 160, 195, 295, 563, 565; II: 559, 593
Джонсон (Johnson) II: 442
Дирак (Dirac P. A. M.) II: 41 42, 46, 47, 49, 53, 73, 96, 97, 104, 123, 125, 163, 166—168, 171, 177, 202, 203, 260, 390, 404, 418, 430, 538, 541—543, 568, 570—574, 578, 588, 600—602, 605, 608, 614, 616, 618. 622, 627
Довийе (Dauvillier A.) I: 370, 451, 455; II: 19
Домке I: 46
Допплер I: 530, 536; II: 36, 37, 137, 139, 276
Дорсей I: 46, 47, 49
Дросте II: 345, 632
Друде I: 75—77, 119, 138, 156, 563
Дуан (Duane) I: 458, 459
Дьюар II: 471
Дэвис I: 261; II: 565
Дэвиссон II: 96, 571, 599, 617
Дюнуайе I: 259

Жолио И. см. Жолио-Кюри И.
Жолио Ф. см. Жолио-Кюри Ф.
Жолио-Кюри И. II: 192, 264, 299, 582, 585, 608, 622, 632
Жолио-Кюри Ф. (Joliot F.) II: 192, 264, 300, 338, 582, 585, 608, 622, 632, 634

Зееман П. (Zeeman P.) I: 169, 180, 181, 183, 186, 187, 263, 268, 270, 275, 282, 283, 295, 308—311, 314, 337—339, 380—383, 389, 390, 396, 397, 400, 401, 406—408, 411, 415, 416, 422, 437, 440, 542, 547, 565, 566, 569—571, 573, 574; II: 10, 16, 18, 52, 173, 175—178, 194, 403, 473, 561, 597, 614, 623
Зигбан I: 327, 371, 448, 449, 479; II: 18, 87, 92, 459, 478, 563, 597
Злобицкий I: 46, 47
Зоммерфельд А. (Sommerfeld A.) I: 88, 181, 186, 262, 263, 267, 268, 270, 272—275, 288, 290, 304, 305, 309—311, 313, 314, 316, 323—325, 327, 332, 333, 336—338, 340, 352, 368—371, 395, 396, 408, 413, 424, 434, 436, 437, 440, 445, 449, 454, 458, 470, 487, 512, 565, 569—574, 576; II: 15, 16, 18, 22, 43, 54, 55, 66, 91, 101, 177, 260, 403, 478, 536, 540, 562, 565, 569, 594, 597, 605, 606, 615, 618, 623, 646

Ив А. С. II: 587
Иваненко Д. Д. II: 625
Иордан (Jordan P.) II: 23, 24, 41, 42, 46, 47, 52, 96, 123, 124, 134, 260, 404, 541, 542, 571, 573, 600, 613, 646

Йост II: 443, 646

Кайзер (Kayser H.) II: 146; II: 473
Калуца II: 52
Калькар Ф. (Kalckar F.) II: 200. 213. 236—238, 246, 261, 274, 277, 307, 628, 629

Калэн I: 46, 47, 49
Камерлинг-Оннес Г. II: 593, 599
Каннер (Kanner M. H.) II: 335, 343, 350
Капица П. Л. II: 568, 588, 606, 615
Каталан I: 366; II: 597
Квинке I: 46
Кей У. II: 566, 567
Кельвин см. Томсон В.
Кеннард (Kennard) II: 51
Кеплер И. I: 158, 251, 388; II: 14, 86, 254, 596
Кирхгоф Г. I: 97, 155, 156, 433, 536; II: 84, 259
Клаузиус Р. II: 7
Клейн О. (Klein) I: 494, 550; II: 12, 19, 47, 49, 52, 85, 166, 515, 542, 569, 573, 605, 646
Кнезер I: 484
Книппинг I: 567
Кнудсен М. II: 594
Кокрофт Д. II: 568, 581, 607, 615, 622, 630
Коловрат-Червинский I: 46, 49
Комптон А. (Compton A. H.) I: 529, 530, 539, 559, 578; II: 12, 13, 32, 37, 38, 52, 96, 164, 165, 183, 404, 407, 599, 600, 614, 615, 616, 627, 628
Кондон II: 107, 216, 263, 581, 618
Коперник Н. II: 251
Коринальдези II: 443
Корсон (Corson D. R.) II: 634
Коссель В. (Kossel W.) I: 212—214, 243, 244, 291, 316, 327—329, 348, 358, 368, 369, 371, 445, 449, 456, 466, 566, 571; II: 17, 18, 90, 94, 560, 561
Костер (Coster D.) I: 371, 372, 374, 449. 451—453, 456—459, 464, 471, 481, 572, 576; II: 18, 92, 93
Коттон II: 606
Коши II: 24
Крамерс (Kramers H. A.) I: 267, 272, 280, 311, 315, 336, 341, 344, 405, 409, 438, 492, 496, 507, 515, 526, 527, 538, 543, 545, 547, 554, 559, 560, 572, 579; II: 16, 20, 21, 23, 41, 96, 202, 260, 404, 405, 537, 541, 543, 563, 569, 570, 599, 600, 612, 616, 622, 627
Крониг (Kronig R. L.) II: 22, 106, 614, 646
Кроузер II: 583
Крукс II: 77
Кулон II: 82
Кундт А. II: 622
Курант II: 499
Куртис (Curtis W. E.) I: 187—189, 570
Курчатов И. В. II: 626
Кэмбл I: 343, 344
Кэмпбелл (Campbell N.) I: 285, 286, 291, 566; II: 48
Кэтбертсон К. и М. (Cuthbertson C. and M.) I: 75—79, 119, 138, 209, 229
Кюри И. см. Жолио-Кюри И.
Кюри М. II: 78, 291, 548, 559, 605, 606, 616, 622

Лавуазье II: 251
Лагранж II: 7, 16
Ладенбург Э. (Landenburg E.) I: 328, 329, 357, 358, 362, 370, 447, 522; II: 20, 41, 92
Лазарев П. П. II: 615
Лайман (Lyman T.) I: 192, 200, 287, 427, 566; II: 18
Ландау Л. Д. (Landau) II: 120, 134—136, 145, 149, 162, 164, 165, 168, 169, 172, 237, 268, 578, 629, 646
Ланде (Lande A.) I: 280, 288, 290, 328, 338—342, 348, 416, 574; II: 18, 19, 93. 177, 615, 646
Ланденбург (Landenburg R.) I: 530, 538; II: 335, 350
Ланжевен П. (Langevin P.) I: 182, 399; II: 72, 593, 594, 604, 607, 616, 622
Лао Цзы II: 256
Лаплас II: 7, 521
Лармор Д. (Larmor J.) I: 182, 338, 339, 382, 397, 401, 415, 416, 421; II: 16, 72, 77, 177, 559, 561
Лассен Н. О. (Lassen N. O.) II: 362, 363, 375, 446, 447, 450, 452, 453, 461—464, 466
Лауритсен (Lauritsen T.) II: 352, 355, 364, 369, 371, 634, 635
Лауэ М. I: 429, 567, 568; II: 89, 550, 560, 595, 597, 615
Левен фан Г. И. I: 566
Левенфельд I: 46, 49
Лейбниц II: 429
Лейтхаузер Г. I: 117
Ленард Ф. (Lenard Ph.) I: 8, 51—53, 58, 59, 417; II: 10, 77
Ленгмюр (Langmuir I.) I: 137, 138, 291, 329, 357, 358, 361, 362, 370, 445, 447
Леннард-Джонс II: 568
Ленц (Lenz W.) II: 19
Ли II: 583, 611
Ливинг II: 471
Линд (Lindh A. E). I: 466

Линдеман Ф. (Lindemann F. A.) I: 88, 168, 565—567
Линдхард Д. (Lindhard J.) II: 445, 454
Лиссажу II: 311
Лондон II: 99, 543, 573, 602, 605
Лоренц Г. А. (Lorentz H. A.) I: 156, 162, 181, 186, 268, 272, 282, 283, 337, 381, 382, 421, 422, 437, 518, 563, 565; II: 10, 16, 72, 77, 175, 176, 207, 473, 559, 561, 592, 597, 599, 600, 604, 614, 615, 616
Лоуренс II: 586, 607, 622
Лунде I: 448
Льюис Г. I: 291, 329, 362, 445; II: 18, 90, 95
Лэмб В. II: 373
Лэттинджер II: 443

Майер-Лейбниц II: 202, 628
Мак-Леннан I: 210, 571
Маковер II: 547, 564, 565
Максвелл Д. К. I: 421, 423, 441; II: 7, 8, 72—74, 76, 77, 135, 175, 252, 380, 382, 499, 549, 574, 620
Мальмер (Malmer T.) I: 213
Мальпиги II: 252
Марсден (Marsden E.) I: 84, 107, 230, 231; II: 81, 547, 566, 567, 615
Меггерс В. I: 376, 576
Мейер Г. (Meyer) I: 8
Мейер Л. I: 419, 430
Мейер (Meyer R. C.) II: 300, 338, 349
Мейтнер Л. (Meitner L.) II: 270, 289—293, 299—301, 308, 318, 325, 326, 328, 335, 586, 622, 632
Мёллер II: 390
Менделеев Д. И. I: 419, 430, 568, 577; II: 77, 89, 255, 470, 548, 550, 560, 573, 597, 605
Ми Г. I: 512
Милликен Р. (Millikan R. A.) I: 117, 389, 428; II: 18, 87, 88, 598, 615
Мозли (Moseley H. G.) I: 168, 211—213, 283, 316, 322, 323, 327, 368, 420, 429, 445, 448, 451, 479, 566—569, 571; II: 17, 26, 81, 89, 90, 93, 474, 478, 550, 559, 560, 565, 559, 596, 615
Молер Ф. I: 376, 576
Мотт Н. (Mott N. F.) II: 101, 232, 570, 573, 602, 622
Мэйн-Смит (Main-Smith S. D.) II: 19, 94
Мюллер К. I: 117

Нансен Ф. (Nansen F.) I: 47
Наполеон I II: 565
Нернст В. (Nernst W.) I: 33, 35, 88, 565; II: 549, 593
Нестурх К. Ф. I: 566
Никольсон Д. (Nicholson J. W.) I: 89, 97, 103—105, 111, 112, 120, 173, 191, 192, 196, 198, 205, 210, 212, 276, 324, 424, 565—567; II: 549, 558
Нир (Nier A. O.) II: 326
Нишина II: 166
Ньютон И. II: 7, 73, 74, 76, 82, 116, 252, 254, 379—385, 479, 482, 498, 499, 505, 519, 549, 562, 574, 590, 592, 620, 635, 636, 641, 642
Нэттол II: 107, 264, 581

Оже П. (Auger P.) II: 237
Ойкен II: 100
Оккилиани II: 630
Олифант М. II: 586, 607, 615
Оппенгеймер Р. (Oppenheimer I. R.) II: 234, 237, 238, 246, 345, 346, 374, 587, 588, 628, 635

Пайерлс (Peierls R.) II: 120, 134—136, 145, 149, 162, 164, 165, 168, 202, 236, 279, 295, 324, 342, 578, 622, 628, 629, 631, 646
Пайс (Pais A.) II: 388, 435
Панет II: 559
Паттерсон (Patterson) I: 458, 459
Паули В. (Pauli W.) I: 492, 494, 529, 540, 576, 577; II: 20, 24, 42, 53, 94, 97, 104, 106, 123, 124, 127, 128, 131, 135, 162, 167, 172, 177, 203, 216, 219, 260, 262, 388, 405, 430, 435, 442, 478, 536—540, 542, 543, 561, 562, 569, 573, 574, 585, 597, 601, 605, 609, 612, 614—615, 618, 619, 622, 627, 641, 646
Пауэл II: 610
Пашен Ф. (Paschen F.) I: 91, 181, 183, 185, 210, 282, 309, 311, 325, 339, 387, 415, 427, 570; II: 17, 88, 94, 173, 174, 176, 177, 473, 477, 622, 623
Педерсен П. (Pedersen P. O.) I: 8, 25, 32, 38, 43, 46, 48
Пек Э. Р. II: 616
Пельтье I: 60—62
Перрен Ф. II: 197, 622
Перрен Ж. (Perrin J.) II: 594
Перфилов Н. А. II: 370
Петерсен О. II: 515
Пикеринг (Pickering E. C.) I: 92, 93, 118, 149, 154, 155, 164, 171, 191—193,

565, 566, 570; II: 87, 476, 477, 555, 558, 623
Пиккап (Pickup E.) II: 626
Пиккар Ф. (Piccard) I: 8
Пифагор II: 498
Планк М. (Planck M.) I: 79, 85, 87—90, 94, 97, 102, 103, 105, 106, 108, 111, 117, 132, 138, 147—149, 151, 156, 157, 159, 160, 162, 163, 169, 170, 173, 174, 186, 189, 195, 196, 210, 218, 243, 248, 249, 252, 254, 262, 265, 276, 293, 305, 307, 319—321, 323, 335, 338, 385, 386, 390, 391, 395, 399, 422—425, 428, 434, 448, 482, 484, 485, 487, 495, 519, 528, 565, 569, 573; II: 9, 12, 14, 15, 23, 33, 41, 56, 57, 59, 61, 64, 65, 69, 72, 73, 76, 82—84, 86, 87, 112, 124, 176, 205, 217, 222, 254, 263, 271, 367, 381, 382, 392, 393, 399, 400, 402, 405, 418, 474, 479, 485, 500, 502, 506, 527, 528, 536, 546, 549, 550, 552—554, 556, 557, 561, 569, 571, 572, 577, 592—594, 601, 615—617, 620, 630, 637, 640, 642, 645, 646
Платон II: 498
Плачек (Placzek G.) II: 198, 227, 242, 266, 279, 295, 324, 326, 626, 627, 629, 630, 631
Подольский Б. (Podolsky) II: 179, 180, 186, 187, 425—427, 623
Позе II: 586
Поккельс А. (Pockels A.) I: 47
Полинг II: 618
Понтекорво Б. (Pontecorvo) II: 626, 630
Пранкль (Prankl F.) II: 300, 632
Праут II: 81
Престон (Preston Th.) I: 383, 416; II: 176
Пуанкаре А. (Poincaré H.) I: 170, 564; II: 7

Раби II: 618
Рамануджан С. (Ramanujan S.) II: 234
Рамзауэр I: 532, 562
Рамзей I: 45; II: 78
Рау (Rau) I: 193, 200, 206, 208, 209, 570
Резерфорд Мэри II: 589, 590
Резерфорд Э. (Rutherford E.) I: 63, 64, 74, 78, 80, 83—85, 92, 100, 101, 107, 128, 129, 131, 132, 147—149, 157—159, 164, 171, 186, 194, 216, 219, 223, 228—230, 245—247, 251, 319, 384, 388, 417, 419, 424, 549, 564—568; II: 10, 26—28, 63, 65, 73, 74, 76, 78—80, 83, 89, 107, 176, 192, 247—249, 253, 254, 259, 263, 265, 271, 381, 401, 473—475, 484, 507, 545—564, 566—570, 574, 575, 579—590, 594—597, 607—609, 615, 622, 629, 634, 642, 647
Рентген К. II: 29
Рессел (Russell A. S.) I: 130; II: 80, 548
Ридберг (Rydberg T. R.) I: 93, 94, 118, 148, 149, 153, 154, 163, 164, 166, 167, 170, 175, 186, 191—193, 196, 198, 204, 205, 207, 210, 211, 255, 257, 273, 274, 282, 307, 316, 330, 354, 385, 422, 429, 432, 458, 467, 564, 566, 567; II: 10, 17, 23, 65, 84, 88, 89, 91, 176, 255, 470—478, 552, 553, 555, 558, 596, 640
Рикке (Riecke E.) I: 565
Риман II: 9
Ритц (Ritz W.) I: 89, 91, 93, 153, 154, 161, 170, 176, 186, 192, 196, 204, 255, 316, 331, 385, 422, 425, 564, 565; II: 10, 11, 65, 84, 176, 255, 473, 640
Ричардсон (Richardson O. W.) I : 60, 62, 196, 226, 530; II: 164, 177, 599, 622
Робертс (Roberts R. B.) II: 300, 338, 349
Робинзон (Robinson H.) I: 229, 568; II: 559
Рождественский I: 350
Розен Н. (Rosen) II: 179, 180, 186, 187, 425—427, 623
Розенблюм II: 606, 630
Розенгейм II: 599
Розенталь II: 515
Розенфельд Л. (Rosenfeld L.) I: 565; II: 123, 131, 169, 202, 434, 435, 515, 621, 622
Ройд II: 551
Росселанд С. (Rosseland S.) I: 481, 494, 516, 550; II: 12, 85, 107, 569
Росси Р. (Rossi R.) I: 130; II: 80, 548
Роулэнд II: 552
Рубенс Г. II: 593
Рубинович (Rubinowicz A.) I: 276, 293, 295, 297, 298, 312, 340, 406, 525, 572, 575, 576; II: 563
Рунге (Runge C.) I: 181, 416; II: 173, 176, 473, 477, 622
Рэлей (Rayleigh J.) I: 7—9, 16, 24, 25, 46, 47, 50, 51, 56, 58, 59, 68, 201, 259, 277, 295, 563—565; II: 9, 34, 98, 473, 552, 559, 577, 592, 593

Савич II: 291, 299, 632
Саймон (Simon F.) II: 13, 627
Сарджент II: 343
Саха II: 569

Свинне I: 369
Сентис I: 46
Сербер (Serber R.) II: 236—238, 246, 628
Сильвиус II: 251
Слетер Д. (Slater J. C.) I: 526, 543, 554, 559, 560, 579; II: 20, 202, 404, 541, 627
Слэк (Slack F. G.) II: 300, 330, 341
Смекал (Smekal A.) I: 371, 372, 497, 540, 545; II: 21, 96
Смит Э. II: 565, 618
Смолуховский М. (Smoluchowski) I: 219
Содди Ф. (Soddy F.) I: 130, 418; II: 78—80, 263, 548, 557
Сольвей Э. (Solvay) II: 408, 409, 418, 444, 591, 604
Спалланцани II: 252
Спиноза Б. II: 429
Стенсен Н. II: 518, 519, 525
Стенстрём (Stenström) I: 459, 477
Стефан Й. II: 623
Стокс (Stokes G. G.) I: 17
Стоней II: 76
Стонер (Stoner E. C.) II: 19, 93, 561, 618
Стрэтт см. Рэлей
Сциллард Л. (Czilard L.) II: 197, 338, 344, 626, 631

Тернбалл Ф. К. II: 635
Томас II: 53, 368
Томонага (Tomonaga S.) II: 434, 611
Томсен Ю. I: 365, 419, 451; II: 89, 93
Томсон В. I: 60—62
Томсон Г. П. II: 96, 571, 599
Томсон Дж. Дж. (Thomson J. J.) I: 63, 64, 72, 84, 88, 90, 100, 104, 117, 127, 140, 143, 158, 215, 239, 240, 246, 325, 326, 328, 417, 419, 445, 554, 556, 563, 564; II: 10, 18, 24, 26, 27, 29, 73, 76, 77, 80, 81, 90, 175, 253, 381, 545, 546, 549, 550, 559, 567, 594, 595, 615, 634
Тоут II: 565
Торнтон (Thornton R. L.) II: 634
Трабакки (Trabacchi G. C.) II: 360
Траубенберг (Traubenberg R. V.) I: 401, 511
Туве М. (Tuve M. A.) II: 233, 335
Тэйлор Т. (Tayior T.) I: 73, 74, 230, 231, 233, 243

Уиддингтон Р. (Whiddington R.) I: 63, 72, 79—81, 128, 212; II: 89, 550
Уикс П. (Weeks) II: 227
Уилер Дж. А. (Wheeler J. A,) II: 294, 299, 350, 359, 374, 376, 586, 632, 633
Уиттекер (Whittaker E. T.) I: 518, 565
Уленбек (Uhlenbeck G. E.) II: 25, 52, 177, 260, 614
Уолтон I: 581, 607
Урбан I: 451, 569

Фарадей М. I: 417, 421; II: 8, 74—77, 87, 110, 175, 252, 253, 380, 499
Фаулер А. (Fowler A.) I: 92, 93, 118, 149, 151, 155, 164, 166, 171, 191, 192. 196, 200, 207, 429, 432, 565, 566, 570; II: 17, 87, 88, 476, 477, 555, 556, 623
Фаулер Р. (Fowler R. H) I: 551, 552, 554, 555; II: 558, 568—570, 583
Фаянс (Fajans K.) I: 130, 568; II: 80, 548, 549
Феппль Л. (Föppl L.) I: 566
Ферми Э. (Fermi E.) I: 555, 556; II: 101, 106—108, 192, 196, 197, 203, 235, 262, 264, 291, 299, 300, 327, 328, 330, 368, 538, 573, 585, 601, 602, 605, 606, 609, 615, 621, 622, 625—627, 632
Физер II: 582
Финберг (Feenberg E.) II: 308, 309, 315
Финзен Н. II: 119
Филиппс М. (Phillips) II: 234, 345, 346, 374, 635
Фитер (Feather N.) II: 338
Фламм Л. (Фламм Л.) I: 215, 232, 296
Флек II: 548
Флинт II: 164
Флюгге II: 345
Фогт (Voigt C. W.) I: 181, 282, 339, 383, 384, 511
Фок В. А. (Fock) II: 134, 624, 638, 639, 641, 643, 644, 647
Фолькман (Volkmann) I: 46—48, 59
Форк I: 46, 47
Франк Д. (Franck J.) I: 119, 209, 210, 241, 242, 260, 261, 316, 342, 433, 493, 494, 521, 523, 532, 543, 547, 548, 550, 558, 562, 566, 571, 579; II: 12, 65, 85, 97, 254, 260, 401, 475, 564, 569, 570, 598, 615
Франклин Б. (Franklin) II: 252, 428
Фредгольм (Fredholm J.) I: 564
Френкель Я. И. II: 222, 223, 243, 267, 308, 615, 627—629, 633
Фридман Ф. (Friedman F.) I: 233
Фридрих I: 567
Фрикке Р. (Fricke R.) I: 459, 466
Фриш (Frisch O. R.) II: 197, 198, 227. 242, 289—293, 299, 300, 318, 586, 626, 632

Фурье I: 96, 335, 514, 572; II: 41, 124, 498
Фут (Foote P. D.) I: 376, 493, 542, 576

Хазенёрль Ф. (Hazenörl) I: 424, 565
Халперн (Halpern) II: 442
Харди Г. (Hardy G. N.) II: 234
Харитон II: 615
Харкинс (Harkins W. D.) II: 231, 262, 626
Хартли II: 471
Хартри II: 98, 568, 570
Хафстад (Hafstad L. R.) II: 233, 300, 338, 349
Хевеши Г. (Hevesy G. v.) I: 130, 451, 452, 576; II: 26, 80, 93, 197, 475, 547, 548, 559, 569
Хейрлингер I: 440, 478
Хилераас II: 97
Хеллманн С. II: 515
Хилл Э. II: 588
Хирцель (Hirzel O.) II: 631
Хойл Ф. (Hoyle F.) II: 342
Холл I: 46; II: 599
Хунд (Hund F.) I: 532, 562; II: 20, 44, 52, 99, 646

Чэдвик Д. (Chadwick J.) II: 81, 192, 262, 568, 580, 582, 583, 608, 615, 622, 630
Чалмерс (Chalmers T. A.) II: 631

Шарф М. (Scharfl) II: 454
Шварцшильд К. (Schwarzschild) I: 179, 265, 310, 336, 337, 396, 436, 440, 487; II: 16
Швингер (Schwinger J.) II: 434, 611
Шекспир В. II: 494
Шенкленд II: 202, 627, 628
Шилдс I: 46
Шотт Г. (Schott) I: 565
Шредингер Э. (Schrödinger) I: 350, 512; II: 43—47, 50, 67, 73, 96, 97, 260, 404, 405, 542, 571, 572, 599—601, 612, 616—619, 622, 636
Штарк И. (Stark J.) I: 88, 169, 173, 175, 176, 179, 180, 183, 186, 200, 201, 203, 204, 207, 208, 210, 263, 266—268, 270, 272, 277, 278, 295, 308, 310, 311, 314—316, 336, 337, 378, 380, 383, 384, 389, 390, 396, 397, 405—409, 414, 424, 436—438, 536, 537, 565, 566, 569—572; II: 16, 561, 562, 597
Штекель II: 15
Штерн I: 437, 510; II: 18, 48, 94, 171, 177, 403, 542, 615, 618
Штинцинг I: 317
Штрассман Ф. (Strassmann) II: 289, 291—293, 299, 301, 325, 326, 328, 335, 586, 632
Шустер II: 472, 552, 555

Эванс (Evans E. J.) I: 149, 166, 191—193, 200, 565, 566, 570; II: 87, 477, 556, 558, 564
Эвдокс II: 498
Эвклид II: 497
Эддингтон II: 581
Эдлен II: 98, 477
Эйлер Л. I: 69; II: 7, 16
Эйнштейн А. (Einstein) I: 88, 99, 140, 196, 197, 249, 260, 294, 384, 387, 423, 424, 437, 503, 504, 506, 510, 512, 514, 527—529, 531, 533, 534, 540, 554, 560, 562, 565, 570, 571, 574, 580; II: 9, 12, 20, 21, 31, 32, 41, 53, 59, 69, 73, 82, 85, 96, 104, 105, 177—180, 186, 187, 190, 205, 256, 263, 380, 399—433, 474, 475, 479, 480, 483, 499, 500, 506, 536, 537, 541, 546, 549, 552, 557, 562, 569, 570, 572, 573, 578, 582, 592, 593, 598, 600, 602, 604, 606, 607, 614, 616, 619, 620, 623, 624, 637—640, 642
Эллет (Ellett A.) I: 542, 545, 547, 548
Эллис II: 568, 585, 609
Эпштейн (Epstein P. S.) I: 265, 270, 310, 314, 336, 337, 396, 436, 487, 492, 522, 571, 572; II: 16, 618
Эренфест П. (Ehrenfest) I: 262, 306, 312, 395, 398, 437, 494, 495, 498, 499, 509, 510, 513, 519, 529, 540, 552, 571, 576, 577; II: 15, 19, 44, 91, 403, 409, 414, 422, 423, 563, 566, 598, 604, 607, 616
Эрмит II: 24
Эрстед I: 421; II: 8, 76, 252, 380
Этвеш (Ötvös) I: 59

Юкава II: 610
Юлиус I: 523

Якоби II: 116, 540
Якобсен (Jacobsen J. C.) II: 202, 362, 363, 375, 627, 628
Ялмар (Hjalmar) I: 459, 465
Янг II: 611

Alvarez L. W. II: 300
Ames I: 150
Aoki H. II: 221

Bateman H. I: 219
Bonner T. W. II: 361
Bradt H. L. II: 469
Brubaker W. II: 361
Bucherer A. H. I: 117
Burger H. C. II: 22

Croze F. I: 182

Dodson R. W. II: 300
Dolejsek I: 459
Dorgelo H. B. II: 22
Dyson F. II: 434

Ehrenberg W. II: 199
Eldridge J. A. I: 542
Elsasser II: 197; II: 626

Feynman R. II: 434
Fowler R. D. II: 300
Försterling K. I: 536
Füchtbauer Chr. I: 538

Gans R. I: 523; II: 626
Gaviola E. I: 542
Glasoe G. N. II: 300, 330
Gmelin P. I: 117
Goldhaber M. II: 233, 630
Green G. K. II: 300

Haber F. I: 88
Halban H. von II: 338, 630
Hanstein H. B. II: 338
Harris W. T. II: 343
Haxel O. II: 231
Heydenburg N. P. II: 233
Hönl H. II: 22
Husimi K. II: 221

Jentscke W. II: 300
Jönsson I: 459
Joos G. I: 538, 542

Kang-Fuh-Hu I: 459
Kikuchi S. II: 221
Kleeman R. I: 73, 74
Kowarski L. II: 338

Levingstone M. II: 227
Lindsay I: 459

McKay II: 197
Merton I: 201
Miguez A. P. I: 523
Mohler K. L. I: 493, 542

Nordheim L. W. II: 340

Ornstein L. S. II: 22
Oseen C. W. II: 522

Peters B. II: 469
Pringsheim P. I: 542

Reiche P. I: 530
Ruark A. E. I: 542
Russell H. N. II: 20, 22

Saunders F. A. II: 20
Schidlof A. I: 565
Seeliger R. I: 566
Shimizu I: 459
Solomon J. II: 131, 134

Tänzler P. I: 182
Taylor G. J. I: 523
Teller E. II: 634
Turner L. A. II: 343, 355

Villars F. II: 442, 646

Weigert F. I: 542
Wertheim E. I: 88
Williams E. J. II: 202, 367, 628

Yost F. L. II: 340

Zinn W. H. II: 338

СОДЕРЖАНИЕ

От редакции 5

1925 г.

28. Атомная теория и механика 7

1926 г.

29. Вращающийся электрон и структура спектров 25
30. Сэр Эрнест Резерфорд 26
31. К семидесятилетию Дж. Дж. Томсона 29

1928 г.

32. Квантовый постулат и новейшее развитие атомной теории 30
33. Зоммерфельд и теория атома 54

1929 г.

34. Квант действия и описание природы 56

1930 г.

35. Теория атома и принципы описания природы 62

1931 г.

36. Максвелл и современная теоретическая физика 72

1932 г.

37. Химия и квантовая теория строения атома 75
38. Свет и жизнь 111

1933 г.

39. К вопросу об измеримости электромагнитного поля (*совместно с Л. Розенфельдом*) 120

1934 г.

40. О методе соответствия в теории электрона 163

1935 г.

41. К семидесятилетию Фридриха Пашена 173
42. Эффект Зеемана и строение атома 175
43. Квантовая механика и физическая реальность 179
44. Можно ли считать квантовомеханическое описание физической реальности полным? 180

1936 г.

45. Захват нейтрона и строение ядра 192
46. Законы сохранения в квантовой теории 202

1937 г.

47. Причинность и дополнительность 204
48. О превращениях атомных ядер, вызванных столкновениями с материальными частицами (*совместно с Ф. Калькаром*) 213
49. Превращения атомных ядер 239
50. Дань покойному лорду Резерфорду 247
51. Лорд Э. Резерфорд 248
52. Биология и атомная физика 250

1938 г.

53. Квант действия и атомное ядро 259
54. Ядерная механика 272
55. Ядерный фотоэффект 274
56. Резонанс в ядерном фотоэффекте 278

1939 г.

57. Философия естествознания и культуры народов 280
58. Расщепление тяжелых ядер 289
59. Резонанс в расщеплении урана и тория и явление деления ядер 291
60. Ядерные реакции в области энергий непрерывного спектра (*совместно с Р. Пайерлсом и Г. Плачеком*) 295
61. Механизм деления ядер (*совместно с Дж. А. Уилером*) 299
62. Деление протактиния (*совместно с Дж. А. Уилером*) 350

1940 г.

63. Рассеяние и торможение осколков деления 352
64. Соотношение между скоростью и пробегом для осколков деления (*совместно с Я. Боггилдом, К. Брострёмом и Т. Лауритсеном*) 355
65. Последовательные превращения при делении ядер 359

1941 г.

66. Соотношение скорость — пробег для осколков деления ядер 364
67. Механизм деления под действием дейтронов 374

1945 г.

68. Вызов цивилизации 377

1946 г.

69. Идеи Ньютона и современная атомная физика 379

1947 г.

70. Проблемы физики элементарных частиц 386

1948 г.

71. О понятиях причинности и дополнительности 391

1949 г.

72. Дискуссии с Эйнштейном по проблемам теории познания в атомной физике 399

1950 г.

73. Измерения поля и заряда в квантовой электродинамике (*совместно с Л. Розенфельдом*) 434

1954 г.

74. Процессы захвата и потери электронов тяжелыми ионами при их прохождении через вещество (*совместно с Дж. Линдхардом*) 445

1955 г.

75. Открытие Ридбергом спектральных законов 470
76. Альберт Эйнштейн: 1879—1955 479
77. Единство знаний 481

1956 г.

78. Математика и естествознание 497
79. Атомы и человеческое познание 504

1957 г.

80. Предисловие и введение к сборнику «Атомная физика и человеческое познание» 515
81. Физическая наука и проблема жизни 518

1958 г.

82. Квантовая физика и философия 526

1960 г.

83. Квантовая физика и биология 533
84. Предисловие к сборнику «Теоретическая физика XX века» 536

1961 г.

85. Возникновение квантовой механики 540
86. Воспоминания об основоположнике науки о ядре и дальнейшее развитие его работ 545
87. Сольвеевские конгрессы и развитие квантовой физики 591

Комментарии 613

Приложение: В. А. Фок. Квантовая физика и философские проблемы 648

Библиография 651

I. Труды Н. Бора 651
II. Сообщения о докладах Н. Бора 657
III. Работы о Н. Боре 658

Указатель имен 662

НИЛЬС БОР

ИЗБРАННЫЕ ТРУДЫ
В ДВУХ ТОМАХ, т. II

Утверждено к печати
редколлегией серии «Классики науки»

Редактор *С. И. Ларин*
Редактор издательства *Е. М. Кляус*
Художественный редактор *Н. Н. Власик*
Технический редактор *В. В. Волкова*

Сдано в набор 4/XII 1970 г. Подписано к печати 16/IV 1971 г.
Формат 70×90$^1/_{16}$. Усл. печ. л. 37,73. Уч.-изд. л. 44.
Тираж 11800. Бумага № 1. Тип зак. 1374.

Цена 3 р.

Издательство «Наука»
Москва К-62, Подсосенский пер., 21

1-я типография издательства «Наука»
Ленинград В-34, 9 линия, д. 12

ОПЕЧАТКИ И ИСПРАВЛЕНИЯ

Стр.	Строка	Напечатано	Должно быть
		Том I	
64	3 св.	Ч. Д. Дарвином	Ч. Г. Дарвином
75	1 сн.	Казбертсоны	Кэтбертсоны
77	10 сн.	Казбертсонов	Кэтбертсонов
215	10 сн.	1915	1913
538	16 сн.	состояниях	состояние
562	4 св.	Рамзеем	Рамзауэром
571	16, 17 св.	периодической системе	периодическим системам
571	20 св.	и строению	к строению
		Том II	
47	1 св.	проявляются	появляются
153	формула (52)	$\Delta\mathfrak{E}_x^{(I)}\Delta\mathfrak{E}_x^{(II)}$	$\Delta\overline{\mathfrak{E}}_x^{(I)}\Delta\overline{\mathfrak{E}}_x^{(II)}$
167	15 сн.	лежащем	лежащим
175	10 св.	предоставила	предоставило
197	12 св.	энергия	энергии
227	16 сн.	D. R. Frisch	O. R. Frisch
239	14, 15 св.	законом	законами
316	13, 14 сн.	энергией	энергий
370	17 сн.	атомных	атомах
373	5 сн.	тем	там
376	1 сн.	A. I. Wheeler	J. A. Wheeler
514	5 св.	в том	о том
603	12 св.	очищенном	очищенным
613	12 св.	круглый	круглых
625	10 сн.	сотрудниками [1]	сотрудниками [3]
630	11 сн.	Пронтекорво	Понтекорво



НИЛЬС БОР

ИЗБРАННЫЕ НАУЧНЫЕ ТРУДЫ

II

